

HYDRODYNAMIK
DER BLASENSÄULEN

von

Manfred Kurtin

Erlangen, 1985

HYDRODYNAMIK DER BLASENSÄULEN

**Der Technischen Fakultät
der Universität Erlangen - Nürnberg
zur Erlangung des Grades**

Doktor - Ingenieur

**vorgelegt von
Manfred Kurtin**

Erlangen, 1985

Als Dissertation genehmigt von
der Technischen Fakultät
der Universität Erlangen-Nürnberg

Tag der Einreichung: 22. Januar 1985

Tag der Promotion: 06. März 1985

Dekan: Prof. Dipl.-Ing. Vetter
Berichterstatte: Prof. Dr.-Ing. O. Molerus
Prof. Dr. H. Hofmann

Die vorliegende Arbeit ist am Lehrstuhl für Mechanische Verfahrenstechnik der Universität Erlangen - Nürnberg entstanden.

Dem Lehrstuhlinhaber, Herrn Professor Dr. - Ing. O. Molerus, danke ich herzlich für die Möglichkeit zur Durchführung der Arbeit, sowie für sein stetes Interesse an den Untersuchungen und ihrer tatkräftigen Förderung.

Herrn Professor Dr. H. Hofmann danke ich sehr für die Übernahme des Korreferates.

Außerdem sei an dieser Stelle allen Mitgliedern des Lehrstuhls für Mechanische Verfahrenstechnik für ihre Mithilfe gedankt, insbesondere Frau E. Dachlauer, Frau O.M. Gleim, Frau R. Scheffler, Herrn H. Drost, Herrn H. Fink und Herrn T. Walter.



Digitized by the Internet Archive
in 2026

1.	Einführung in die Problemstellung	1
1.1	Einleitung	1
1.2	Qualitative Beschreibung der Strömungszustände in der Blasensäule	2
1.3	Stand der Forschung und Zielsetzung	5
2.	Homogener Strömungszustand	9
2.1	Hydrodynamik der Blasensäule bei homogenem Strömungszustand	9
2.2	Zustandsdiagramm für die homogene Blasensäule ohne Flüssigkeitsdurchsatz	19
2.3	Experimentelle Bestätigung des Widerstandsgesetzes für kleine Dichteverhältnisse	21
2.4	Eigene Messungen von Blasengrößen in einer Laborblasensäule	23
2.4.1	Versuchsaufbau	23
2.4.2	Blasengrößenmessung	25
2.4.3	Experimentelle Ergebnisse	26
2.5	Auswertung von Literaturdaten	31
2.6	Vergleich von berechneten Gasgehaltsverläufen bei bewegter fluider Phase mit Messungen	34
3.	Heterogener Strömungszustand	37
3.1	Strömungsmodell für den heterogenen Strömungszustand	37

3.2	Definitionen und Bezeichnungen	38
3.3	Beschreibung des Gasdurchsatzes in der Blasensäule	41
3.3.1	Gasdurchsatz infolge von Kleinblasenaufstieg	42
3.3.2	Gasdurchsatz durch Großblasenaufstieg	43
3.3.3	Gasdurchsatz infolge der Zirkulation der Flüssigkeit	45
3.3.4	Zusammenfassung der einzelnen Gasdurchsatzanteile in eine gemeinsame Darstellung	54
3.4	Eigene Messungen des Kleinblasenanteiles zur Bestimmung des Zahlenfaktors C	55
3.5	Gasgehaltsmessungen, Literaturdaten	62
3.6	Darstellung der verschiedenen Anteile am Gasdurchsatz	64
4.	Auswertung von Verweilzeitmessungen der Gasphase im heterogenen Strömungszustand	67
4.1	Ein Drei-Parameter-Modell für die Verweilzeitverteilung der Blasenphase	68
4.2	Meß- und Auswertesystem für die Verweilzeitverteilungsmessungen	70
4.3	Auswertung von Messungen	72
4.4	Prüfung des Drei-Parameter-Modelles	79
5.	Zusammenfassung	83
6.	Nomenklatur	85
7.	Literaturverzeichnis	88

1. Einführung in die Problemstellung

1.1 Einleitung

Blasensäulen sind besonders einfach konstruierte chemische Reaktoren zur Durchführung von Gas/Flüssig- bzw. Gas/Flüssig/Feststoff-Reaktionen. Sie bestehen aus einer mit Flüssigkeit gefüllten Säule ohne Einbauten, in die über einen geeigneten Verteiler Gas eingeleitet wird. Die Flüssigkeit kann dabei sowohl von oben nach unten als auch von unten nach oben durch die Säule strömen.

Die aufsteigenden Gasblasen bewirken eine gute Durchmischung bzw. Zirkulation der flüssigen Phase. Dadurch können sogar Feststoffteilchen in der Flüssigkeit suspendiert werden [1].

Industriell werden Blasensäulen mit und ohne Einbauten vor allem in der petrochemischen Industrie für Oxidationen, Chlorierungen und Hydrierungen, in der Biotechnologie zur Herstellung von Protein, Enzymen und Antibiotika für die Fermentation und in der biologischen Abwassertechnik eingesetzt [2].

Aufgrund ihrer einfachen Bauweise hat man von der konstruktiven Seite her kaum eine Möglichkeit, die hydrodynamischen Eigenschaften von Blasensäulen zu beeinflussen. Bei gegebenem Stoffsystem und festgelegtem Gas- und Flüssigkeitsdurchsatz können nur die Geschwindigkeiten von Gas und Flüssigkeit eingestellt, sowie ein bestimmter Gasverteiler gewählt werden.

Liegen einmal der Gasverteiler sowie die Gas- und Flüssigkeitgeschwindigkeiten und damit auch der Reaktordurchmesser fest, stellen sich für eine gegebene Stoffkombination Gas/Flüssigkeit alle für eine Reaktion wichtigen Parameter ein.

Das sind der relative Gasgehalt, die Blasengrößenverteilung und damit die für den Stoffaustausch verfügbare Oberfläche, die mittlere Verweilzeit des Gases und die Wärme- und Stoffübergangszahlen.

Allein aufgrund physikalischer Daten der Fluide und der Geometrie der Blasensäule ist es beim heutigen Stand der Forschung allerdings noch nicht möglich, die reaktionstechnische Auslegung und Maßstabsvergrößerung von Blasensäulenreaktoren auf der Grundlage mathematischer Modelle durchzuführen. Das liegt hauptsächlich in den Schwierigkeiten begründet, das Koaleszenzverhalten der Blasen zu beschreiben. Dieses Koaleszenzverhalten wird schon durch Zusatz kleinster Verunreinigungen stark beeinflusst und ist zur Zeit noch nicht ausreichend beschreibbar. Ein Einfluß solcher Verunreinigungen kann durch Messung physikalischer Größen, wie z.B. der Oberflächenspannung nicht erfaßt werden.

1.2 Qualitative Beschreibung der Strömungszustände in der Blasensäule

Für eine reaktionstechnische Modellierung von Blasensäulen wird von der Gasseite her besonders die vorhandene Stoffaustauschfläche und die mittlere Verweilzeit, bzw. die Verweilzeitverteilung des Gases benötigt.

Je nach der eingestellten Gasleerrohrgeschwindigkeit und dem eingesetzten Gasverteiler können sich bei gegebener Gas-/Flüssigkeitskombination aber unterschiedliche Strömungsformen in der Blasensäule einstellen.

Im Bereich kleiner Gasleerrohrgeschwindigkeiten bildet sich bei genügend gleichmäßiger Gasverteilung über dem Querschnitt in der Blasensäule eine homogene Strömung aus, das heißt, kleine kugelige Blasen steigen über den Querschnitt gleichmäßig verteilt auf. Bei steigender Gasgeschwindigkeit bilden

sich in zunehmendem Maße Profile des Gasgehaltes und der Flüssigkeitsgeschwindigkeit aus. Durch ein Übergangsgebiet kommt man bei Steigerung des Gasdurchsatzes in den Bereich der heterogenen Strömung. Hier steigen große Blasen oder Blasen zusammenballungen bevorzugt in der Mitte der Blasensäule auf. In der Randzone kann im Mittel eine Abwärtsbewegung von kleinen Blasen beobachtet werden. Dabei können, sich je nach verwendetem Gasverteiler (vergl. Abb. 1), für eine Stoffkombination Gas/Flüssigkeit bei gleicher Gasgeschwindigkeit sowohl der homogene als auch der heterogene Strömungszustand einstellen.

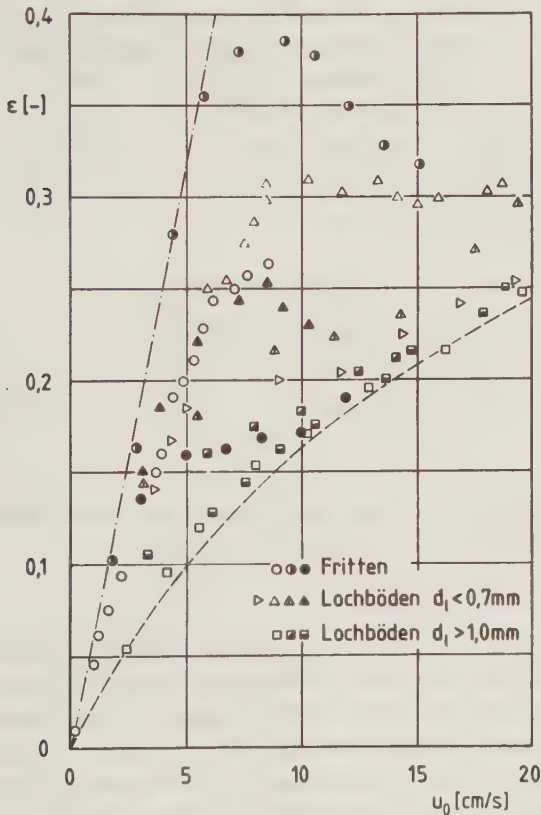


Abb. 1: Gemessene Gasgehaltsverläufe ϵ als Funktion der Leerrohrgasgeschwindigkeit u_0 nach Bach [3], Stoffsystem Wasser /Luft

Betrachtet man den Verlauf des Gasgehaltes über der Leerrohrgasgeschwindigkeit, so treten in der Praxis drei verschiedene Verläufe auf (Abb. 2).

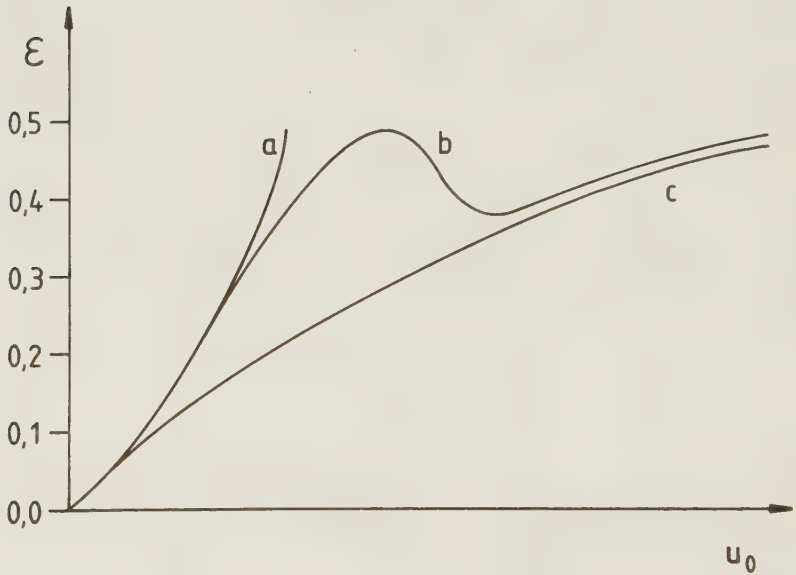


Abb. 2: Prinzipieller Verlauf des relativen Gasgehaltes ϵ als Funktion der Leerrohrgasgeschwindigkeit u_0

Kurve a) zeigt den Verlauf des Gasgehaltes in einer stark koaleszenzgehemmten Flüssigkeit. Bei gleichbleibender Blasengröße steigt der Gasgehalt überproportional an. Wird die Koaleszenz von Blasen völlig unterdrückt, fängt das System bei bestimmten Gasgeschwindigkeiten an zu schäumen und man kann damit nicht mehr von einer Blasensäule sprechen.

Kurve c) zeigt den Verlauf des Gasgehaltes in einem Medium, das stark koalesziert. Es bilden sich in der Mitte der Blasensäule große Blasen aus und es kommt eine starke Flüssigkeitszirkulation in Gang. Der Gasgehalt steigt im gesamten Bereich unterproportional an.

Kurve b) zeigt einen Übergangsbereich: Am Anfang, bei kleinen Gasgeschwindigkeiten tritt keine Koaleszenz auf. Der Gasgehalt steigt bei konstanter Blasengröße leicht überproportional an. Danach durchläuft die Kurve ein Maximum, dies zeigt den Beginn von Koaleszenz und das Ingangkommen einer Flüssigkeitszirkulation an. Im weiteren Verlauf treten wie bei Kurve c) starke Koaleszenzerscheinungen und Flüssigkeitszirkulation auf. Der Kurvenverlauf gleicht dem von Kurve c).

1.3 Stand der Forschung und Zielsetzung

Ziel der bisherigen Untersuchungen war es in der Regel, zunächst den relativen Gasgehalt in Blasensäulen aus bekannten physikalischen Daten von Flüssigkeit und Gas, der Geometrie der Blasensäule und des Anströmbodens sowie den Leerrohrgeschwindigkeiten von Gas- und Flüssigkeit vorherzuberechnen. Eine Übersicht über die verfügbaren Beziehungen, die in der Regel durch die Korrelation von Meßwerten gewonnen wurden, hat z.B. Linneweber [4] in einer einheitlichen Darstellung als Potenzprodukte der Einflußgrößen zusammengestellt.

Wie aber in Abb. 1 für das System Wasser/Luft gezeigt, vermag wohl keine der bekannten Korrelationen den relativen Gasgehalt auch nur für ein bestimmtes System eindeutig vorherzusagen. Ursache dafür ist wahrscheinlich der Einfluß von grenzflächenaktiven Substanzen, auch in Form von Verunreinigungen, der in den Korrelationsgleichungen nicht erfaßbar ist.

In ähnlicher Weise wie den relativen Gasgehalt, versucht man auch die mittlere Blasengröße durch Korrelation von Meßwerten zu beschreiben. Allerdings kann auch hier der Einfluß der grenzflächenaktiven Substanzen nicht allgemeingültig wiedergegeben werden.

In der vorliegenden Arbeit wird deshalb ein anderer Zugang zu dem Problem der Hydrodynamik der Blasensäule vorgestellt. Die mittlere Blasengröße im homogenen Strömungsbereich wird aus Messungen des leicht bestimmbareren relativen Gasgehaltes ϵ und der Leerrohrgeschwindigkeiten von Gas und Flüssigkeit mit Hilfe eines Widerstandsgesetzes für den Blasenaufstieg im Schwarm berechnet.

Bei bekannter Blasengröße und gemessenem relativen Gasgehalt ist dann auch die spezifische Stoffaustauschfläche und die mittlere Verweilzeit des Gases bekannt.

Für den heterogenen Strömungsbereich wurden in der Literatur zahlreiche Modelle für die Zirkulation der Flüssigkeit vorgestellt. Den Autoren geht es dabei im wesentlichen um die Beschreibung der Flüssigkeitgeschwindigkeitsverteilung in Blasensäulen.

Für hochviskose Flüssigkeiten haben Rietema und Ottengraph [5] ein "Laminar Liquid Circulation und Bubble Street Model" vorgestellt. Freedman und Davidson [6] entwickelten ein Modell für zweidimensionale Blasensäulen, dessen Gültigkeit auf Gasgeschwindigkeiten unter 1 cm/s beschränkt ist.

Ueyama und Miyauchi [7] entwickelten für den heterogenen Strömungszustand ein Modell für die Vorausberechnung des mittleren Flüssigkeitgeschwindigkeitsprofils in Blasensäulen. Der Modellansatz geht von einer Kräftebilanz an einem differentiellen Volumenelement aus. Zur Beschreibung der angreifenden Schubspannung wird eine turbulente Impulsaustauschgröße angesetzt, die aus gemessenen Flüssigkeitgeschwindigkeiten in

Form einer Korrelation bestimmt wurde. Für die Gasgehaltsverteilung über den Säulenquerschnitt wird ebenfalls eine Korrelation verwendet. Damit lassen sich Geschwindigkeitsprofile der Flüssigkeit in Blasensäulenreaktoren berechnen. Ein Vergleich gemessener und berechneter Geschwindigkeitsprofile zeigt allerdings beträchtliche Abweichungen.

Joshi und Sharma [8] entwickelten ein Zirkulations-Zellenmodell. Mehrere Zirkulationszellen (Ringwirbel), die jeweils einen Säulendurchmesser hoch sind, wurden in axialer Richtung übereinandergesetzt. Damit kann ein mittleres Flüssigkeitsgeschwindigkeitsprofil berechnet werden, wenn der relative Gasgehalt und die Aufstiegsgeschwindigkeit der Blasen bekannt sind.

Zehner [9] ersetzt die Zirkulationszellen durch Strömungswalzen, die jeweils um 90° verdreht übereinander angeordnet sein sollen. Es wird eine Gleichung für die Berechnung der Flüssigkeitgeschwindigkeit in Blasensäulen angegeben. Außer den Dichten von Flüssigkeit und Gas gehen nur noch die Leerrohrgasgeschwindigkeit und der Säulendurchmesser in die Berechnung ein.

Ein Vergleich mit Literaturdaten zeigt, daß in vielen Fällen die mittlere Flüssigkeitgeschwindigkeit in der Säulenmitte gut wiedergegeben wird.

Die bisher bekannten Ansätze zur Beschreibung der Flüssigkeitgeschwindigkeitsverteilung wurden nur mit dem Stoffsystem Wasser/Luft überprüft. Aussagen über die Größe oder Größenverteilung der Blasen werden bei keinem Modellansatz gemacht.

Riquarts und Pilhofer [10] stellen ein Modell für den heterogenen Strömungszustand in Blasensäulen vor. Sie gehen davon aus, daß das Gas in Form von Blasenzusammenballungen in der Säule aufsteigt. Die vorgestellte Korrelation kann allerdings den Gasgehalt als Funktion der dimensionslosen Leerrohrgasgeschwindigkeit nur mit einer Genauigkeit von $\pm 25\%$ angeben.

Da im heterogenen Strömungsbereich der Gasdurchsatz im wesentlichen in Form von Großblasen; bzw. Blasenzusammenballungen [10] und zum kleineren Teil durch Kleinblasen erfolgt, wird im zweiten Teil der Arbeit ein Strömungsmodell vorgestellt, das den relativen Gasgehalt in Klein- und Großblasen aufteilt und das gestattet die mittleren Verweilzeiten der beiden Blasenkollektive zu berechnen.

Grundlage für die Berechnung sind gemessener relativer Gasgehalt, Leerrohrgasgeschwindigkeit und eine Abschätzung der Größe der kleinen Blasen.

Im dritten Teil der Arbeit wird eine Modellvorstellung entwickelt, mit der es möglich ist, Verweilzeitmessungen der Gasphase im heterogenen Strömungsbereich entsprechend auszuwerten. Bisher wurden Verweilzeitmessungen vorwiegend mit Hilfe des Dispersionsmodells [11] ausgewertet. Das Dispersionsmodell [12] geht von einer Kolbenströmung aus, der eine axiale diffusive Vermischung überlagert ist. Die das Modell festlegenden Parameter sind Mittelwert und Varianz der Verweilzeitverteilung.

Im heterogenen Strömungszustand kommt die Verweilzeitverteilung der Blasenphase durch eine Verteilung der Steiggeschwindigkeiten der Großblasen und Rezirkulation der Kleinblasen zustande. Es ist von daher die Brauchbarkeit des Dispersionsmodells durchaus anzuzweifeln. Deshalb wird ein Drei-Parameter-Modell zur Beschreibung des Verweilzeitverhaltens der Gasphase in der Blasensäule nach einem Vorschlag von Molerus vorgestellt.

2. Homogener Strömungszustand

2.1 Hydrodynamik der Blasensäule bei homogenem Strömungszustand

Im homogenen Strömungsbereich steigen die Gasblasen im wesentlichen über den Querschnitt gleichmäßig verteilt in der Blasensäule auf. Bei bekanntem Widerstandsgesetz für den Aufstieg von Blasen im Schwarm, ist es möglich, den mittleren Durchmesser der Gasblasen zu berechnen, wenn die Relativgeschwindigkeit zwischen Gasblasen und der im folgenden stets newtonsch vorausgesetzten Flüssigkeit bekannt ist.

In der Literatur liegen zwar Widerstandsgesetze für Einzelblasen in Flüssigkeiten vor, eine Übersicht gibt z.B. Mersmann [13], ein Konzept für das Widerstandsverhalten von Blasen im Schwarm, das von einer Einzelblase ausgeht, ist bisher allerdings nicht bekannt.

Molerus [14] hat ein neues Konzept für die kohärente Darstellung des Druckverlustverhaltens von Festbetten und des Ausdehnungsverhaltens homogener (Flüssigkeits-/Feststoff-) Wirbelschichten vorgestellt. Ausgehend von einem geeigneten Zellenmodell analysiert er die Navier-Stokes-Gleichungen für die Umströmung einer Kugel in einer sogenannten Zelle.

Durch geeignete Auswertung von Experimenten in homogenen Wirbelschichten konnte eine Approximationsfunktion für das Widerstandsverhalten von kugelförmigen Partikeln in homogenen Wirbelschichten entwickelt werden, die durch Messungen bis $Re \leq 2000$ bestätigt ist. (Eine Liste der Formelzeichen findet sich am Ende der Arbeit).

$$Eu_{F1} = \frac{24}{Re} \left\{ 1 + 0.347 \left[\frac{r_o}{\delta} + \frac{1}{2} \left(\frac{r_o}{\delta} \right)^2 \right] \right\} + \frac{4}{\sqrt{Re}} + 0.4 + 0.565 \frac{r_o}{\delta} \quad (1)$$

Die Euler-Zahl für homogene Fluidisation ist dabei wie folgt definiert:

$$Eu_{F1} = \frac{D_1}{\frac{\pi d_p^2}{4} \frac{\rho_1}{2} \left(\frac{u}{\epsilon_h} \right)^2} = \frac{4}{3} \frac{(\rho_s - \rho_1) d_p g}{\rho_1} \left(\frac{\epsilon_h}{u} \right)^2. \quad (2)$$

Damit ist die Euler-Zahl eine dimensionslose Darstellung der Widerstandskraft D_1 eines einzigen Partikels.

Die Reynolds-Zahl ist wie üblich definiert:

$$Re = \frac{d_p u}{\nu \epsilon_h}. \quad (3)$$

Das Längenverhältnis

$$\frac{r_o}{\delta} = \frac{1}{\frac{\zeta}{3\sqrt{(1 - \epsilon_h)}} - 1} \quad (4)$$

enthält die Schüttungsporosität ϵ_h und einen aus dem Zellenmodell sich ergebenden Packungsparameter ζ , der aus den Experimenten bei homogener Fluidisation zu $\zeta = 0.9$ bestimmt wurde.

Für $\epsilon_h \rightarrow 1$ geht das Längenverhältnis $\frac{r_o}{\delta}$ gegen Null, d.h. die Euler-Zahl geht sinngemäß gegen c_w den Widerstand des Einzelpartikels.

Man kann damit Ausdehnungsmessungen in homogenen Wirbelschichten dazu verwenden, den Widerstand von Partikeln auch in konzentrierten Suspensionen zu bestimmen.

Die Gleichung (1) beschreibt dann aber ganz allgemein den Widerstand kugelliger Partikeln in mehr oder weniger konzentrierten Suspensionen, wenn die benutzte Reynoldszahl mit der Re-

lativgeschwindigkeit zwischen Fluid und Feststoff gebildet wird.

Betrachtet man den homogenen Strömungsbereich von Blasensäulen, so steigen die Blasen ebenso in mehr oder weniger konzentrierter "Suspension" auf.

Eine Anwendung der Gleichung (1) auf den Blasenauftstieg im homogenen Strömungsbereich müßte für kleine kugelige Blasen möglich sein, wenn diese sich wie starre Partikeln verhalten.

In technischen Apparaten treten grenzflächenaktive Stoffe fast immer auf und lagern sich besonders an der Phasengrenzfläche an. Dies führt bei fluiden Partikeln zu einer "Versteifung" der Oberfläche. Die Beweglichkeit der Phasengrenzfläche wird vermindert und kleine Blasen können deshalb in der Regel mehr wie starre Partikeln betrachtet werden [15, 16]. Wie sich in den weiteren Betrachtungen herausstellt, überwiegt außerdem der Konzentrationseinfluß den Widerstandseinfluß der Einzelpartikeln bei weitem.

Unter den Voraussetzungen:

- a) Die Flüssigkeit zeigt newtonsches Verhalten;
- b) Kompressibilitätseffekte auf der Gasströmung werden vernachlässigt;
- c) Die Flüssigkeit strömt kolbenartig durch die Säule;
- d) Die Konzentration der Blasen ϵ sei konstant über der gesamten Blasensäule;
- e) Kleine kugelige Blasen mit dem mittleren Durchmesser d steigen wie feste Partikeln über den Querschnitt gleichmäßig verteilt auf;

kann das Widerstandsgesetz für die homogene Wirbelschicht sinngemäß auf das Aufsteigen von Blasen im homogenen Strömungsbereich der Blasensäule angewandt werden.

Wie in der Verfahrenstechnik üblich, wird dazu die mittlere Relativgeschwindigkeit über

$$v_{rel} = \frac{u_o}{\epsilon} - \frac{w_o}{1 - \epsilon} \quad (5)$$

definiert [17].

Außerdem gelten die in Tabelle 1 aufgelisteten Entsprechungen der kennzeichnenden Daten homogener Wirbelschichten bzw. Blasensäulen.

	homogene WS	Blasensäule
relativer Gehalt an disperser Phase	$1 - \epsilon_h$	ϵ
mittlere Relativgeschwindigkeit zwischen beiden Phasen	$\frac{u}{\epsilon_h}$	$\frac{u_o}{\epsilon} - \frac{w_o}{1 - \epsilon}$
mittlere Korngröße der dispersen Phase	d_p	d
Dichte der dispersen Phase	ρ_s	ρ_g
Dichte der kontinuierlichen Phase	ρ_l	ρ_l

Tabelle 1

Damit erhält man die Definition für die Euler-Zahl der Blasensäule:

$$Eu = \frac{4}{3} \frac{(\rho_l - \rho_g)}{\rho_l} \frac{d g}{v_{rel}^2} \quad (6)$$

Definiert man eine dimensionslose Blasengröße β über die Archimedeszahl

$$\beta = \sqrt[3]{\left(1 - \frac{\rho_g}{\rho_l}\right) \frac{g}{v^2}} d \quad (7)$$

kann man Gleichung (1) wie folgt umschreiben:

$$\begin{aligned} \beta^3 = & 18 \operatorname{Re} \left\{ 1 + 0.347 \left[\left(\frac{r_o}{\delta}\right) + 0.5 \left(\frac{r_o}{\delta}\right)^2 \right] \right\} + \\ & + 3 \operatorname{Re}^{1.5} + \operatorname{Re}^2 \left[0.3 + 0.424 \left(\frac{r_o}{\delta}\right) \right] \quad (8) \end{aligned}$$

Das Längenverhältnis $\frac{r_o}{\delta}$ ist dabei

$$\frac{r_o}{\delta} = \frac{1}{\frac{\zeta}{\sqrt[3]{\epsilon}} - 1} \quad \text{mit } \zeta = 0.9 \quad (9)$$

Die Reynoldszahl ist als

$$\operatorname{Re} = \frac{v_{\text{rel}} d}{v} = \frac{\left(\frac{u_o}{\epsilon} - \frac{w_o}{1 - \epsilon}\right) d}{v} \quad (10)$$

definiert.

Da die Reynoldszahl (Gleichung (10)) und die dimensionslose Blasengröße β den Blasendurchmesser d enthalten, stellt Gleichung (8) eine implizite Gleichung für die Bestimmung der Blasengröße dar, wenn die physikalischen Daten von Gas und Flüssigkeit, deren Leerrohrgeschwindigkeiten und der relative Gasgehalt bekannt sind.

Mit den Gleichungen (7) und (10) läßt sich eine dimensionslose Relativgeschwindigkeit σ definieren:

$$\sigma = \frac{Re}{\beta} = \frac{v_{rel}}{\sqrt[3]{\left(1 - \frac{\rho_g}{\rho_l}\right) g v}} \quad (11)$$

Für konstante Blasengröße β läßt sich Gleichung (8) numerisch auswerten und man erhält eine grafische Darstellung des Widerstandsgesetzes für den Blasenaufstieg im homogenen Strömungsbereich (Abb. 3). In Abb. 3 ist der relative Blasengasgehalt ϵ über der dimensionslosen Relativgeschwindigkeit σ mit dem dimensionslosen Blasendurchmesser β als Parameter aufgetragen.

Der Schnittpunkt der einzelnen Kurven mit der Abszisse ergibt jeweils die entsprechende Einzelblasensteiggeschwindigkeit.

Die grafische Darstellung Abb. 3 stellt somit ein universelles Zustandsdiagramm für den homogenen Strömungsbereich von Blasensäulen dar.

Bei bekanntem Gasgehalt ϵ und gemessener Relativgeschwindigkeit kann die mittlere Blasengröße aus diesem Diagramm abgelesen werden.

Definiert man den dimensionslosen Gasdurchsatz γ entsprechend der dimensionslosen Relativgeschwindigkeit

$$\gamma = \frac{u_0}{\sqrt[3]{\left(1 - \frac{\rho_g}{\rho_l}\right) g v}} \quad (12)$$

und beschränkt sich auf den Betriebszustand ohne Flüssigkeitsdurchsatz, d.h. $w_0 = 0$, dann gilt:

$$\epsilon \sigma = \gamma ,$$

d.h. Linien konstanten Gasdurchsatzes $\gamma = \text{const}$, sind in der Darstellung entsprechend Abb. 3 Hyperbeln.

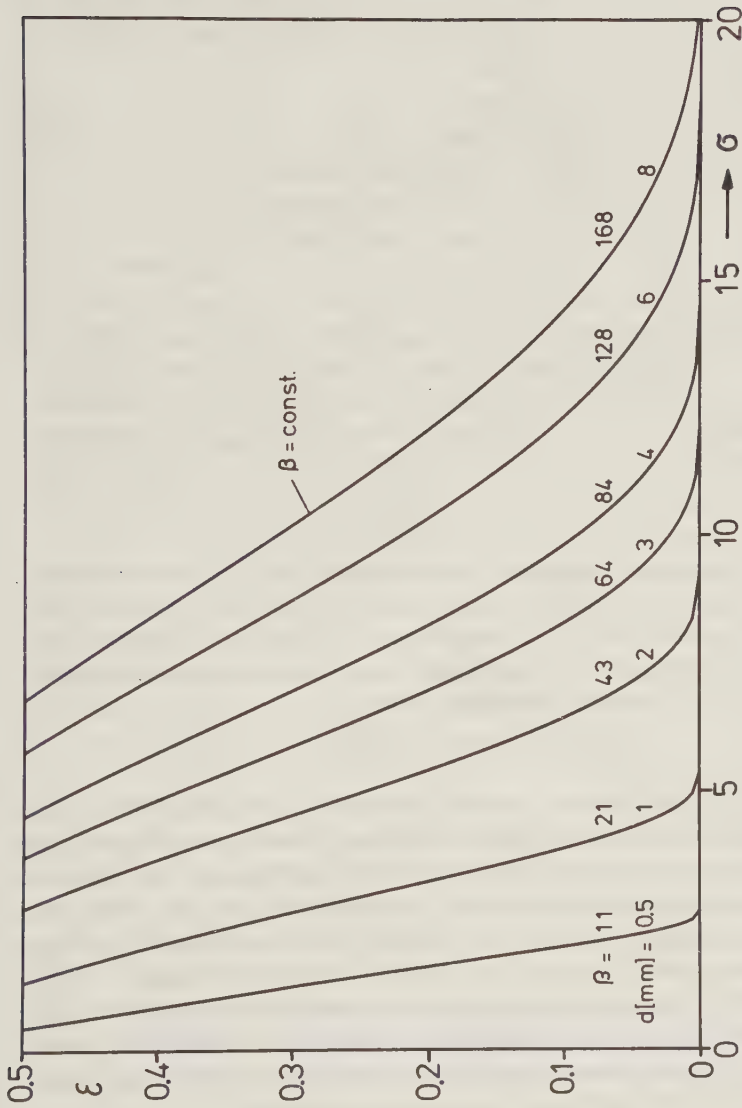


Abb. 3: Relativer Gasgehalt als Funktion der dimensionslosen Relativgeschwindigkeit zwischen Gas und Flüssigkeit für verschiedene dimensionslose Blasengrößen β bei homogenem Strömungszustand. (Die Größenangaben in mm entsprechen dem System Wasser/Luft).

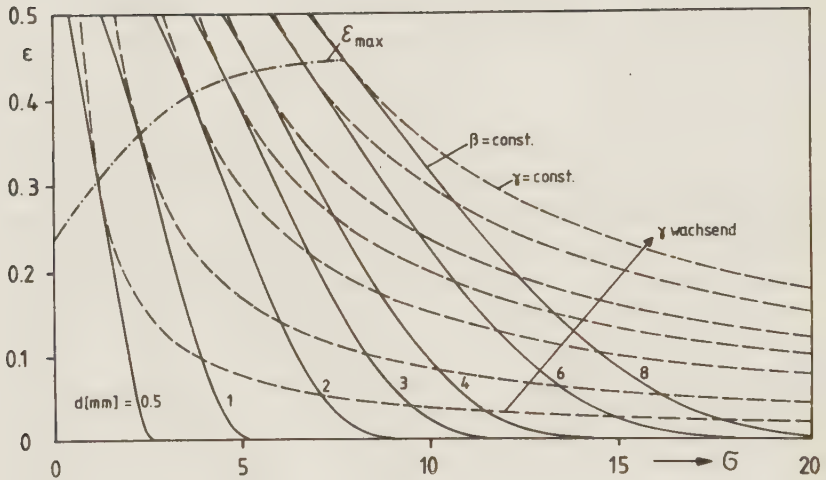


Abb. 4: Relativer Gasgehalt als Funktion der Relativgeschwindigkeit. Eingezeichnet sind Kurven konstanten Gasdurchsatzes bei stagnierender Flüssigkeit (gestrichelte Linien). Blasengrößen in mm für das System Wasser/Luft. (Andere Größen wie Abb. 3)

Wie man in Abbildung 4 sieht, berühren die gestrichelt gezeichneten Linien für konstanten Gasdurchsatz γ die Linien für konstante Blasengröße β . Das heißt: für eine bestimmte Blasengröße β existiert ein maximaler Gasdurchsatz für den homogenen Strömungsbereich. Diesem, für vorgegebene Blasengröße, maximalen Gasdurchsatz ist ein maximaler relativer Gasgehalt $\epsilon_{\max}$ zugeordnet. Die Verbindungsline dieser maximalen relativen Gasgehalte ist als strichpunktiierte Linie eingezeichnet. Diese Grenzkurve liegt immer deutlich unterhalb des Wertes $\epsilon = 0.5$, der etwa sich berührenden Gasblasen entspricht.

Höhere Gasdurchsätze sind für vorgegebene Blasengröße nur durch das Zustandekommen einer Flüssigkeitszirkulation in der Blasensäule erreichbar.

Betrachtet man ein bestimmtes System Gas-Flüssigkeit-Gasverteiler, dann kann bei konstanter Blasengröße der Gasdurchsatz zunächst höchstens bis zu einem maximal homogen möglichen Gasdurchsatz erhöht werden. Wird der Gasdurchsatz weiter erhöht, kann das System auf zwei verschiedene Arten reagieren:

- a) In der Blasensäule stellt sich eine großräumige Zirkulation der Flüssigkeit ein. Diese Zirkulation wird durch große Anfangsblasen [6], Ungleichverteilung des Gases über dem Querschnitt [7, 18] und, oder durch Koaleszenz von Blasen begünstigt.
- b) Die Blasensäule beginnt zu schäumen wenn die Koaleszenz der Blasen völlig unterdrückt wird, eine homogene Blasenströmung kann dann nicht mehr aufrecht erhalten werden.

In Abb. 5 sind zu den Kurven für konstante dimensionslose Blasengröße β gestrichelt Kurven für konstante Gasdurchsätze eingezeichnet. Diese entsprechen jeweils einem Gasdurchsatz von 95 % des theoretisch maximalen homogenen Gasdurchsatzes.

Für eine vorgegebene Blasengröße expandiert das System bei steigendem Gasdurchsatz zunächst entlang einer durchgezogenen Linie, etwa entsprechend der gepfeilten Linie für das Beispiel $d = 1 \text{ mm}$. Der theoretisch mögliche Maximaldurchsatz ist durch den Punkt C auf der dünn gestrichelten Linie gekennzeichnet.

Für das gewählte Beispiel mit einer festen Blasengröße $d = 1 \text{ mm}$ sieht man, daß für diesen Gasdurchsatz die beiden Systemzustände A und B möglich sind. Eine kurze Erhöhung der Gasgeschwindigkeit, ausgehend von Punkt A kann also zum Schäumen

des Systems führen. Wird der Gasdurchsatz wieder auf 95 % zurückgenommen, kann das System zunächst den Zustandspunkt B oberhalb des Punktes C des Maximaldurchsatzes erreichen. Betriebspunkt B ist jedoch instabil, so daß nach einiger Zeit wieder der Punkt A erreicht wird. Der Übergang von B nach A kann wie folgt erklärt werden:

Im Schwerkraftfeld strebt die Flüssigkeit den Zustand mit der geringsten potentiellen Energie an. Dieser Zustand entspricht dem Zustandspunkt A. Der Übergang von B über C nach A ist deshalb möglich, weil eine Verringerung des relativen Gasgehaltes einer vorübergehenden Erhöhung des Gasdurchsatzes an der Oberfläche der Blasenschicht entspricht, d.h. das System erhöht den Gasdurchsatz bei gleichbleibender Blasengröße und kann dadurch auf den stabilen Zustandspunkt A längs der Linie B C A zulaufen.

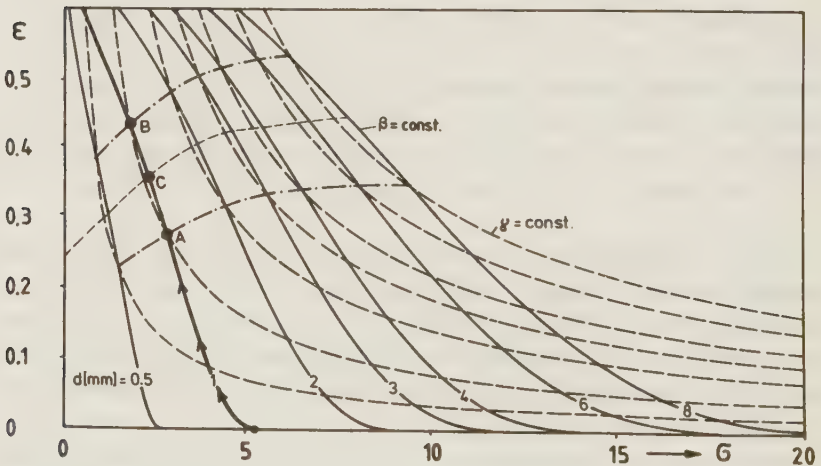


Abb. 5: Gasgehalt als Funktion der dimensionslosen Relativgeschwindigkeit. Eingezeichnet sind jeweils Kurven für 95 % des homogen maximal möglichen Gasdurchsatzes

2.2 Zustandsdiagramm für die homogene Blasensäule ohne Flüssigkeitsdurchsatz

Bisher wurde der relative Gasgehalt ϵ über der dimensionslosen Relativgeschwindigkeit σ aufgetragen. Setzt man den Flüssigkeitsdurchsatz in der Blasensäule zu Null, so erhält man für die Relativgeschwindigkeit:

$$v_{\text{rel}} = \frac{u_0}{\epsilon} ; \quad w_0 = 0 . \quad (13)$$

Das heißt aber, man kann den relativen Gasgehalt über der dimensionslosen Leerrohrgasgeschwindigkeit γ selbst auftragen.

Die numerische Auswertung der Gleichung (8) ergibt dann ein wesentlich einfacher auszuwertendes Zustandsdiagramm für den homogenen Strömungszustand in Blasensäulen bei insgesamt ruhender Flüssigkeit.

In Abb. 6 sind die durchgezogenen Linien Kurven gleicher dimensionsloser Blasengröße β . Sie enden mit vertikaler Steigung auf der gestrichelt gezeichneten Linie des maximal möglichen homogenen Gasgehalts. Die Blasengrößen d [mm] entsprechen wieder dem System Wasser/Luft bei Umgebungsbedingungen.

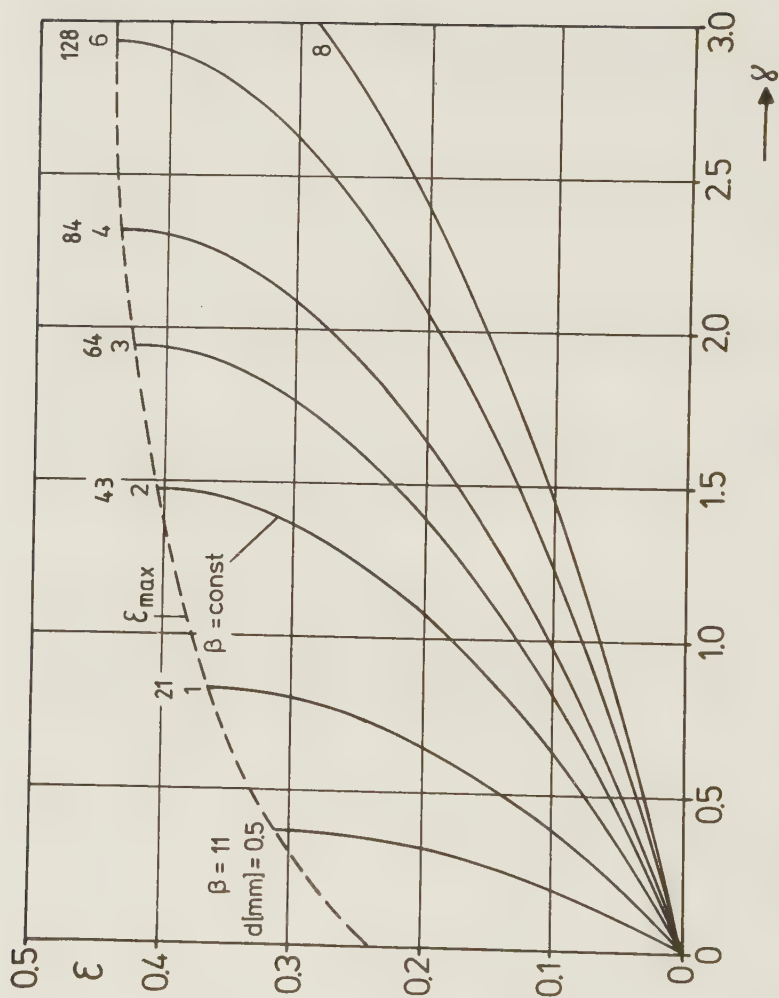


Abb. 6: Zustandsdiagramm für die homogene Strömung in Blasensäulen ohne Flüssigkeitsdurchsatz. Blasengrößen d in mm für das System Wasser/Luft

2.3 Experimentelle Bestätigung des Widerstandsgesetzes für kleine Dichteverhältnisse

Das Widerstandsgesetz, Gleichung (8), wurde von Molerus für die homogene Wirbelschicht hergeleitet. Experimentell wurde es dabei für Dichteverhältnisse $1 < \rho_s / \rho_l < 3$ bestätigt. In Blasensäulen treten jedoch Dichteverhältnisse von $\rho_g / \rho_l \approx 10^{-3}$ auf. Deshalb wurde zunächst die Gültigkeit von Gleichung (8) für derart kleine Dichteverhältnisse überprüft.

Um das Problem der Blasengrößenmessung auszuschließen, wurden die Blasen durch Styroporkugeln mit einer Dichte von $24,5 \text{ kg/m}^3$ bzw. 55 kg/m^3 simuliert. Die Flüssigkeit in dieser homogenen Wirbelschicht strömt von oben nach unten und es wurde das Ausdehnungsverhalten der Styroporkugelschichten gemessen.



Abb. 7: Schematischer Aufbau der Versuchsanlage zur Messung des Ausdehnungsverhaltens von Styroporkugelschichten

Die verwendete Säule hatte einen Innendurchmesser von 0.19 m. Der Durchfluß wurde über einen induktiven Durchflußmesser der Firma Fischer & Porter gemessen. Es wurden zwei verschiedene, möglichst enge Korngrößenfraktionen untersucht.

Über die Einwaage an Styropor und die bekannten Dichten konnte der volumetrische Gehalt an Styropor bestimmt werden. Die Auswertung der Expansionsmessungen ergab eine Relativgeschwindigkeit zwischen den Styroporkugeln und Wasser. Damit konnte nach Gleichung (5) ein fiktiver "Styropordurchsatz" berechnet werden. Damit ist eine Auftragung der Meßwerte analog zu Abb. 6 möglich. In Abb. 8 ist diese Auswertung der Messungen an Styroporkugelschichten wiedergegeben.

Die durchgezogenen Linien stellen die theoretischen Voraussagen für das Expansionsverhalten dar.

Die Messungen werden für Gasgehalte, d.h. hier Styroporgehalte bis zu etwa 0.3 durch die Theorie recht gut wiedergegeben.

Damit ist aber nachgewiesen, daß das Widerstandsverhalten nach Gleichung (8) auch bei kleinen Dichteverhältnissen von disper-ser zu kontinuierlicher Phase und damit auch bei Systemen Gasblasen in Flüssigkeit gilt, wenn sich die Gasblasen, wie vorausgesetzt, wie Festkörper verhalten.

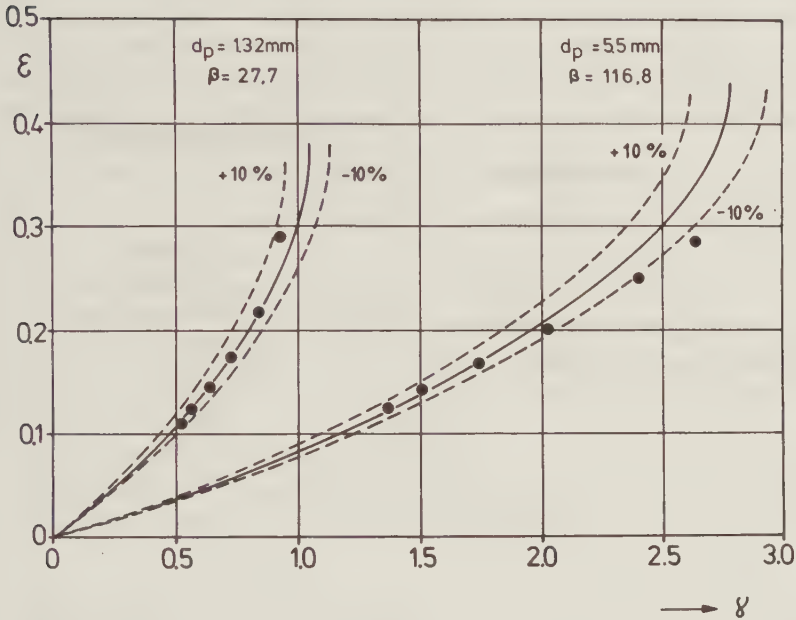


Abb. 8: Darstellung des Ausdehnungsverhaltens von Styropor-kugelschichten analog Abb. 6

2.4 Eigene Messungen von Blasengrößen in einer Laborblasensäule

2.4.1 Versuchsaufbau

Die Blasengrößenmessungen wurden in einer Laborblasensäule aus Plexiglas mit einem Innendurchmesser von 0.19 m und einer Höhe von 2.5 m durchgeführt. Das Gas wurde über ein Roots-Gebläse verdichtet, dabei der Mengenstrom über eine Meßblende automatisch geregelt (vergl. Abb. 9).

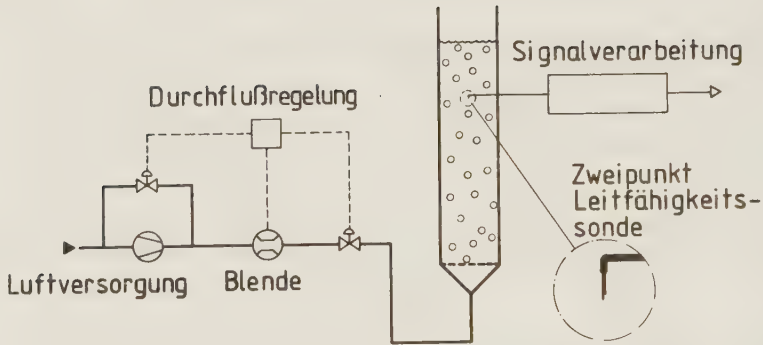


Abb. 9: Fließschema der Laborblasensäule

Zur Erzeugung unterschiedlicher mittlerer Blasengrößen wurden unterschiedliche Gasverteiler eingesetzt: eine poröse PVC-Platte und zwei Lochplatten mit Lochdurchmessern von 0.5 mm bzw. 1 mm bei einer Dreiecksteilung von 20 mm.

Der integrale Gasgehalt ϵ wurde in bekannter Weise aus der Bettexpansion bestimmt

$$\epsilon = \frac{H - H_0}{H} \quad . \quad (14)$$

Als Flüssigkeit wurde in der Regel Leitungswasser verwendet. Das Koaleszenzverhalten der Blasen wurde durch Zusatz von 1 % Methanol oder Butanol beeinflusst, um unterschiedliche Blasengrößen zu erhalten.

Der Einfluß der Viskosität wurde durch zwei Messungen in Ethylenglykol überprüft.

2.4.2 Blasengrößenmessung

Für die Messung von Blasendurchstoßlängen und Aufstiegs-
geschwindigkeiten der Blasen wurde eine Zweipunktleitfähigkeits-
sonde gebaut. Der Durchmesser der zwei Spitzen betrug 0.3 mm,
der vertikale Abstand war 0.8 mm, der horizontale Abstand zwi-
schen den Spitzenmitten betrug etwa 0.3 mm.

Mit dieser Leitfähigkeitssonde konnten Blasen bis herab zu
einem Durchmesser von etwa 1.6 mm gemessen werden.

Die Leitfähigkeit an den zwei Sondenspitzen wurde mit einer
Frequenz von 8 kHz digitalisiert und mit einem Tischrechner
HP 9845 verarbeitet.

Als Information über jede Blase hat man die zwei Durchstoßzei-
ten t_1 und t_2 der beiden Sondenspitzen, sowie die Zeit t_3 zwi-
schen dem Anfang von t_1 und t_2 . Zunächst wurden die Durchstoß-
zeiten t_1 und t_2 verglichen. Unterschieden sich t_1 und t_2 um
mehr als 25 %, wurde diese Blase nicht für die weiteren Be-
rechnungen herangezogen. Die Geschwindigkeit der Blasen wurde
aus der Zeit t_3 und dem vertikalen Abstand der Leitfähigkeits-
sonden berechnet:

$$v_{Bl} = \frac{\text{Abstand}}{t_3} .$$

Die Durchstoßlänge wurde aus der Durchstoßzeit am unteren Ge-
ber t_1 und der Geschwindigkeit v_{Bl} berechnet

$$l = v_{Bl} \cdot t_1 .$$

Für jede Meßreihe wurden 1000 Einzelblasen gemessen. Aus der
erhaltenen Durchstoßlängenverteilung kann die Durchmesser-
verteilung nach Werther [19] berechnet werden. Damit ist dann
auch der Sauterdurchmesser der Blasen bestimmt.

Nach ersten Messungen der Blasengröße über der gesamten Höhe der Blasensäule zeigte sich, daß sich bei homogenem Strömungszustand der mittlere Durchmesser der Blasen über der Höhe und dem Radius kaum ändert. Die weiteren Messungen wurden deshalb alle in einer Höhe von 1.25 m über dem Anströmboden in der Mitte der Säule durchgeführt.

2.4.3 Experimentelle Ergebnisse

Die Messung der Bettexpansion in der Blasensäule mit dem Sinterboden als Gasverteiler und dem System Wasser + 0.5 % Butanol/Luft bestätigte die Vorhersage, daß beim Überschreiten des maximalen Gasdurchsatzes das System in das Zustandsgebiet des Schäumens gelangen kann. Der Zusatz von Butanol unterdrückte die Koaleszenz vollständig und es wurden die kleinsten Blasen, $d < 1$ mm, erzeugt. Die Blasengröße selbst konnte deshalb nicht mit der Leitfähigkeitssonde gemessen werden.

Aus Abb. 10 ist jedoch sehr gut zu erkennen, wie das System zunächst entlang der Linie für $d = 0.6$ mm expandiert. Ein leichtes Abknicken in Richtung höheren Gasdurchsatzes bei $\gamma \approx 0.4$ geht mit der Beobachtung einer leichten Flüssigkeitszirkulation einher.

Bei weiterer geringer Steigerung der Gasgeschwindigkeit expandiert das System auf Gasgehalte von über 50 %, d.h. das System beginnt zu schäumen und man kann nicht mehr von einer Blasensäule, sondern wohl eher von einer Schaumschicht sprechen. Nimmt man den Gasgehalt wieder etwas zurück, dann erreicht das System nach einiger Zeit (Minuten) wieder einen Betriebspunkt im stabilen Bereich der Blasensäule mit $\epsilon \leq 0.25$.

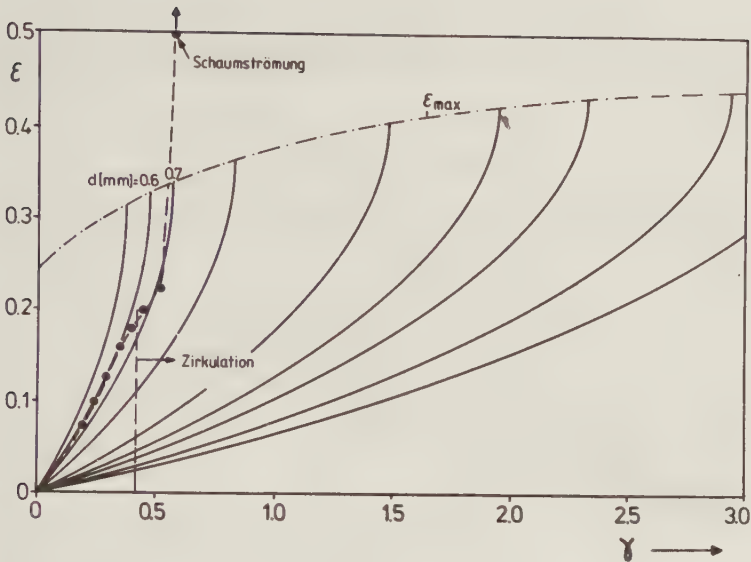


Abb. 10: Gemessene Gasgehalte für das System Wasser + Butanol/Luft als Funktion des Gasdurchsatzes, eingetragen in das Zustandsdiagramm für Blasensäulen mit ruhender Flüssigkeit

Damit entspricht das Verhalten der Laborblasensäule mit dem Sinterboden und der Stoffkombination Wasser + 0.5 % Butanol/Luft exakt den theoretischen Überlegungen, die aufgrund der Auswertung des Widerstandsgesetzes (Gleichung (8)) angestellt wurden.

Beim Übergang zum System Wasser + 1 % Methanol/Luft mit dem Sinterboden als Gasverteiler bilden sich Blasen von ca. 2 mm.

Der gemessene Gasgehaltsverlauf wurde als Funktion der dimensionslosen Leerrohrgasgeschwindigkeit in das Zustandsdiagramm eingetragen. Die Zahlenwerte neben den dicken Punkten sind die mit der Leitfähigkeitssonde gemessenen Blasengrößen in mm.

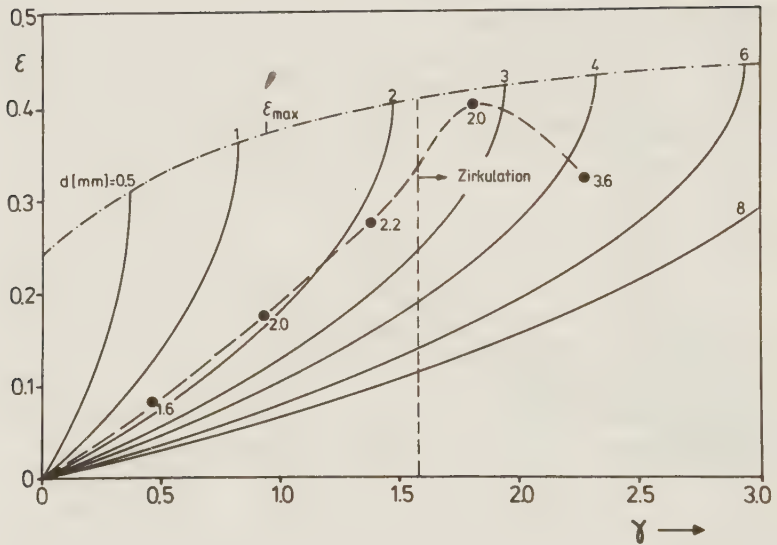


Abb. 11: Gemessene Gasgehalte für das System Wasser + Methanol/Luft als Funktion des Gasdurchsatzes, eingetragen in das Zustandsdiagramm für ruhende Flüssigkeit (Sinterboden)

Bis zu einem Zahlenwert von $\gamma \approx 1.6$ stimmen die gemessenen Blasengrößen, wie ein Vergleich mit der Linie für $d = 2$ mm zeigt, sehr gut mit den theoretisch erwarteten überein. Bei $\gamma \approx 1.6$ kann visuell das Einsetzen der Flüssigkeitszirkulation beobachtet werden. Dies geht mit dem Abknicken der Gasgehaltskurve von der berechneten Kurve für $d = 2$ mm einher. Eine weitere Steigerung der Leerrohrgasgeschwindigkeit führt zur Koaleszenz von Blasen vornehmlich in der Säulenmitte und zur Abnahme des relativen Gasgehaltes.

Der Einsatz eines Lochbodens (0.5 mm) als Gasverteiler mit dem gleichen System Flüssigkeit/Gas führte zu wesentlich größeren Blasen.

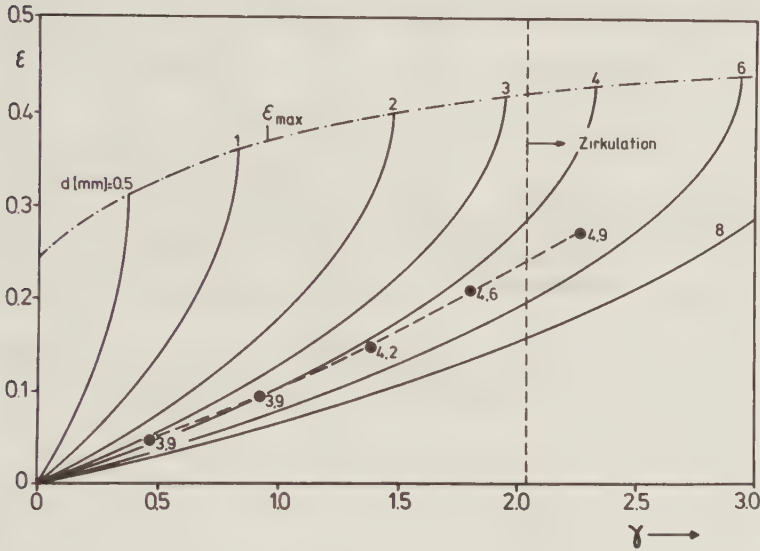


Abb. 12: Gemessene Gasgehalte für das System Wasser + Methanol/Luft als Funktion des Gasdurchsatzes, eingetragen in das Zustandsdiagramm für ruhende Flüssigkeit (Lochboden)

Auch hier stimmen die gemessenen Blasengrößen sehr gut mit den jeweils berechneten überein. Eine Flüssigkeitszirkulation wird hier etwa ab einem Wert von $\gamma = 2$ beobachtet. Auch hier schwenkt dann die gemessene Gasgehaltskurve zunehmend von der berechneten ab.

In Abb. 13 wurden sämtliche eigenen Messungen der Blasengrößen in der Laborblasensäule mit den berechneten Blasengrößen verglichen.

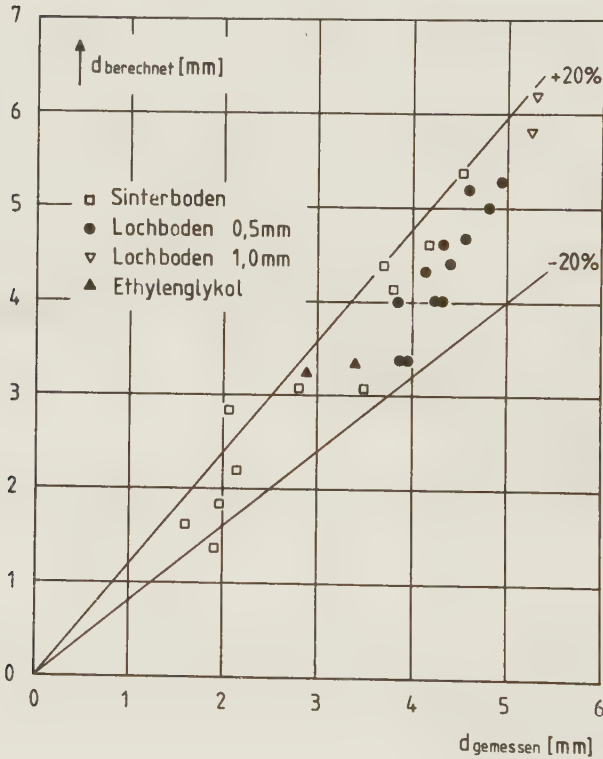


Abb. 13: Vergleich gemessener und berechneter Blasengrößen

Nahezu alle Meßwerte liegen in einem $\pm 20\%$ Intervall.

Auch die Blasengröße in Ethylenglykol, das im Vergleich zu Wasser eine um den Faktor zwanzig höhere Viskosität hat, wird zuverlässig vorhergesagt.

Die Auswertung von Gasgehalts- und Leerrohrgasgeschwindigkeitsmessungen zusammen mit Gleichung (8) kann also für die Vorausberechnung von Blasengrößen im homogenen Strömungsbereich benutzt werden.

2.5 Auswertung von Literaturdaten

Beyer von Jutrzeenko-Morgenstern [20] veröffentlichte gemessene Blasengrößen im homogenen Strömungsbereich für verschiedene hochviskose Flüssigkeiten (bis zu 2.1 Pas).

Zwei Mischer verteilten dazu die Gasblasen homogen in dem Gefäß. Die Aufstiegsgeschwindigkeit der Blasen wurde aus dem relativen Gasgehalt und dem Gasdurchsatz bestimmt. Auch für diese Art der Blasensäule stimmen die nach Gleichung (8) berechneten dimensionslosen Blasengrößen sehr gut mit den gemessenen überein. Wegen unterschiedlicher Stoffwerte lassen sich die Meßergebnisse gleichzeitig nur in der dimensionslosen Darstellung wiedergeben.

Eine Eintragung der gemessenen dimensionslosen Blasengrößen in einen Ausschnitt des Zustandsdiagramms der homogenen Blasensäule zeigt die gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment (Abbildung 14).

Der theoretisch homogen maximal mögliche Gasdurchsatz wird sehr wahrscheinlich aufgrund von immer vorhandenen Inhomogenitäten der Blasenverteilung im Reaktor nicht erreicht. Wie man sieht, liegen die Meßwerte mit den höchsten relativen Gasgehalten bereits bei Gasdurchsätzen von etwa 93 % des maximal möglichen. Kleine Schwankungen im Gasdurchsatz können bei

noch höheren Gasdurchsätzen dazu führen, daß der homogene Bereich verlassen wird.

Zusammen mit diesen Meßwerten in hochviskosen Flüssigkeiten wurden noch weitere Meßwerte aus der Literatur, die zuverlässig dem homogenen Strömungsbereich zugeordnet werden konnten, mit der rechnerischen Vorhersage verglichen.

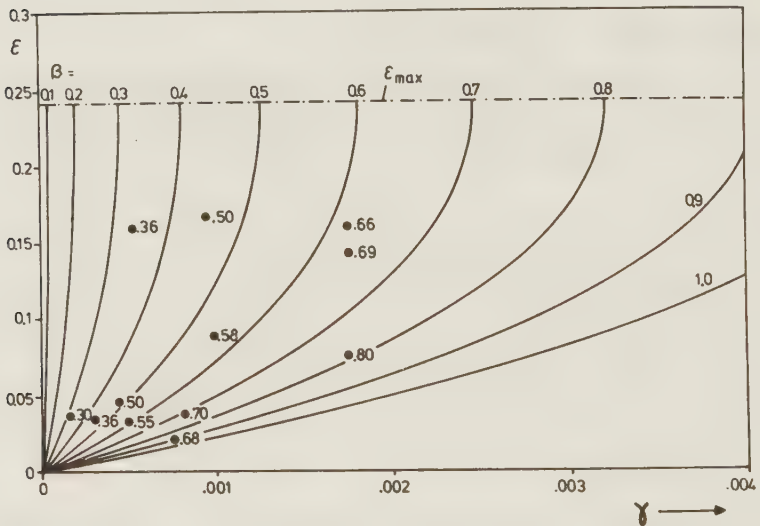
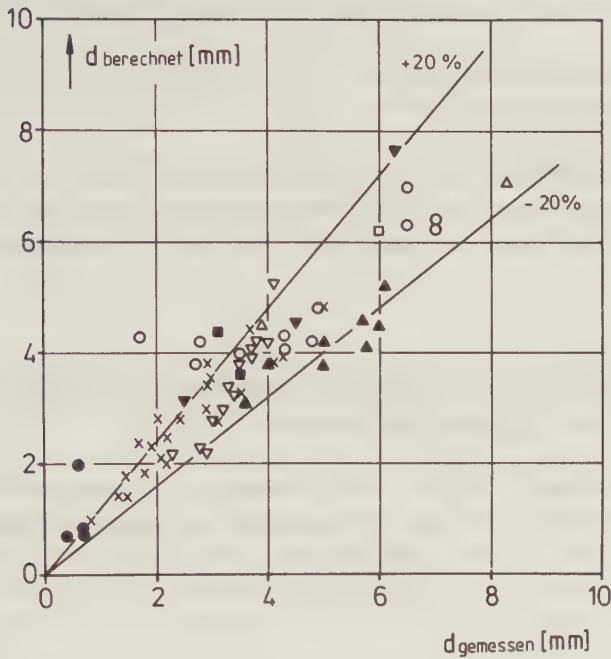


Abb. 14: Vergleich mit Meßwerten von Beyer von Jutrzenko-Morgenstern in hochviskosen Flüssigkeiten [20]

Die flüssige Phase war in den meisten Fällen Wasser oder eine wässrige Salzlösung. Außerdem wurden noch Meßwerte von Hammer in geschmolzenem Paraffin und von Hammer und Rähse in verschiedenen organischen Flüssigkeiten ausgewertet.



X [20] Rührkessel	Fotografie	hochviskose Flüssigkeiten
● [21] Sinterplatte	Fotografie	Paraffin
○ [22] Sinter-/Lochplatte	chem. Reaktion	Na ₂ SO ₃ Lösung
▲ [23] Lochplatte	chem. Reaktion	Na ₂ SO ₃ Lösung + Feststoff
△ [24] Lochplatte	Leitfähigkeitssonde	Wasser
■ [25] Lochplatte	Fotografie	NaCl Lösung
□ [26] Sinter-/Lochplatte	Fotografie + Sonde	Na ₂ SO ₃ Lösung
▼ [27] Sinterplatte	Leitfähigkeitssonde	Wasser + Methanol
▽ [28] Sinterplatte	Fotografie	organische Flüssigkeiten

Abb. 15: Vergleich von gemessenen Blasengrößen mit berechneten (Literaturdaten)

Die Blasengrößen wurden mit verschiedenen Meßmethoden bestimmt: Fotografie, Leitfähigkeitssonden, chemische Reaktion.

Fast alle Messungen weichen auch hier weniger als $\pm 20 \%$ von den theoretischen Werten ab.

Auch die Messungen von Kürten und Zehner mit bis zu 10% Feststoffgehalt werden noch gut wiedergegeben, wenn man den Feststoff in der fluiden Phase über die höhere Suspensionsdichte berücksichtigt.

2.6 Vergleich von berechneten Gasgehaltsverläufen bei bewegter fluider Phase mit Messungen

Herbrechtsmeier, Schäfer und Steiner [29] untersuchten den Gasgehaltsverlauf in Abstromblasensäulen. Dabei strömt sowohl die Flüssigkeit, als auch das Gas von oben nach unten durch die Blasensäule. Für die Relativgeschwindigkeit der Blasen gilt dann aber:

$$v_{\text{rel}} = \frac{-u_o}{\epsilon} - \frac{-w_o}{1-\epsilon},$$

d.h.

$$v_{\text{rel}} = \frac{w_o}{1-\epsilon} - \frac{u_o}{\epsilon}.$$

Damit ist eine Berechnung der Blasengrößen nach Gleichung (8) möglich.

Die Autoren geben explizit allerdings nur für einen Meßpunkt die Blasengröße zusammen mit den benötigten Angaben über: Flüssigkeitsdurchsatz, relativen Gasgehalt, Leerrrohrgasgeschwindigkeit und die physikalischen Daten von Gas und Flüssigkeit an.

Diese Daten sind:

$$u_o = 0.014 \text{ m/s}$$
$$w_o = 0.352 \text{ m/s}$$
$$\epsilon = 0.08$$
$$d = 3.8 \text{ mm}$$
$$\rho_g = 1.9 \text{ kg/m}^3$$
$$\rho_l = 1000 \text{ kg/m}^3$$
$$\eta = 1 \cdot 10^{-3} \text{ Pas}$$

Damit errechnet sich nach obiger Gleichung:

$$v_{\text{rel}} = 0.229 \text{ m/s.}$$

Auswertung von Gleichung (8) liefert dann als Blasengröße:

$$d_{\text{theor.}} = 3.66 \text{ mm.}$$

Diese Vorhersage trifft den gemessenen Wert im Rahmen der Meßgenauigkeit.

Kennt man in einem solchen System die Blasengröße, dann ist es möglich, den Verlauf des Gasgehaltes für eine bestimmte Flüssigkeitsgeschwindigkeit als Funktion der Leerrrohrgasgeschwindigkeit zu berechnen (vergl. Abb. 16).

Für den einzigen vollständig dokumentierten Meßpunkt stimmen Messung und Theorie sehr gut überein.

Bei höheren Gasdurchsätzen schwenkt der gemessene Verlauf nach oben ab, was auf größere Blasen schließen läßt.

Der gemessene Gasgehalt liegt dann in einem Bereich, für den eine Blasengröße von ca. 7 mm berechnet wird.

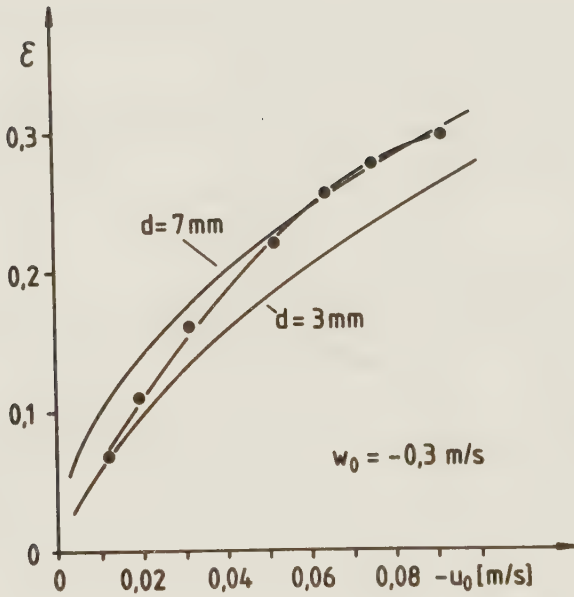


Abb. 16: Berechneter Verlauf des Gasgehaltes bei bekannter Flüssigkeitgeschwindigkeit von 0.3 m/s und bei vorgegebener Blasengröße als Funktion der Leerrohrgasgeschwindigkeit. Vergleich mit Meßdaten nach [29]

3. Heterogener Strömungszustand

3.1 Strömungsmodell für den heterogenen Strömungszustand

Der heterogene Strömungszustand einer Blasensäule ist im wesentlichen dadurch gekennzeichnet, daß in der Säulenmitte große Blasen bzw. Blasenzusammenballungen sehr schnell nach oben aufsteigen. Am Rand der Säule kann im Mittel eine Abwärtsbewegung kleiner Blasen und damit eine nach unten gerichtete Flüssigkeitsströmung beobachtet werden.

Es treten also im wesentlichen zwei zusätzliche Phänomene auf, denen bei einer Modellierung des heterogenen Strömungszustandes Rechnung getragen werden muß.

- 1) Es existieren sowohl Kleinblasen als auch Großblasen, wobei die Großblasen in der Regel in Säulenmitte aufsteigen.
- 2) Es bildet sich eine großräumige Flüssigkeitszirkulation aus. Am Rand strömt die Flüssigkeit im Mittel abwärts, im Zentrum der Blasensäule im Mittel aufwärts [8, 10, 30] .

Das dann einfachste Modell für eine Blasensäule unter diesen Betriebsbedingungen sieht in Anlehnung an einen Vorschlag von Molerus wie folgt aus:

Im Kern der Blasensäule strömt die Flüssigkeit mit einer mittleren Geschwindigkeit w_K nach oben. In diesem Bereich existieren Klein- und Großblasen nebeneinander.

Aufgrund der Massenerhaltung muß die nach oben strömende Flüssigkeit in einer Ringzone wieder nach unten strömen. Für diese Ringzone wird eine mittlere Geschwindigkeit der Flüssigkeit w_R angenommen. In dieser Ringzone treten nur noch kleine Blasen auf.

Damit kann der Strömungszustand in der Blasensäule, wie in Abb. 17 gezeigt, modellhaft dargestellt werden.

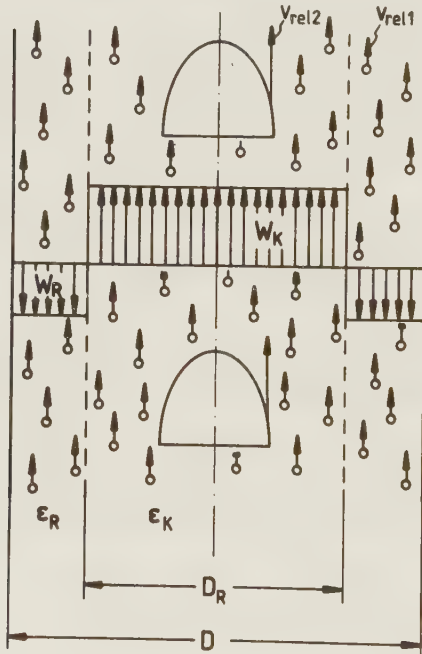


Abb. 17: Strömungsmodell für den heterogenen Strömungszustand

3.2 Definitionen und Bezeichnungen

Zur Beschreibung des heterogenen Strömungszustandes der Blasensäule werden vorab einige Größen definiert.

Der mittlere relative Gasgehalt wird wie im homogenen Bereich und damit wie allgemein üblich definiert:

$$\epsilon = \frac{V_g}{V_g + V_l} .$$

Da das Gas sowohl in kleinen, wie auch in großen Blasen durch die Säule strömt, wird der relative Gasgehalt noch weiter aufgespalten in den relativen Gasgehalt ϵ_2 , den die Großblasen beitragen als Verhältnis von Gasvolumen der Großblasen in das Verhältnis gesetzt zum Gesamtvolumen Flüssigkeit plus Gas

$$\epsilon_2 = \frac{V_2}{V_g + V_l} \quad (16)$$

und in den relativen Gasgehalt ϵ_1 , der die Kleinblasen repräsentiert, definiert als Verhältnis von Gasvolumen in Form von Kleinblasen in das Verhältnis gesetzt zum Volumen Flüssigkeit plus Kleinblasenvolumen

$$\epsilon_1 = \frac{V_1}{V_1 + V_l} . \quad (17)$$

Diese Definition des Kleinblasengehaltes ist deshalb sinnvoll, weil damit, wie im weiteren Verlauf der Arbeit gezeigt, das allgemeine Widerstandsgesetz für den Kleinblasenaufstieg im Schwarm (Gleichung (8)) angewendet werden kann.

Damit gilt auch

$$\epsilon_2 = \frac{\epsilon - \epsilon_1}{1 - \epsilon_1} . \quad (18)$$

Außerdem wird noch das Durchmesser Verhältnis δ_r von Kernzonen-
durchmesser zu Gesamtdurchmesser definiert:

$$\delta_r = \frac{D_R}{D} . \quad (19)$$

Für die folgenden theoretischen Überlegungen werden die nach-
stehend aufgelisteten Vereinbarungen bzw. Vereinfachungen
durchgängig benutzt:

- 1) Rein zirkulierende Flüssigkeitsströmung, d.h. kein Netto-
durchsatz an Flüssigkeit.
- 2) Kompressibilitätseffekte auf die Gasströmung werden ver-
nachlässigt.
- 3) Die Flüssigkeit ist Newtonsch.
- 4) Es wird angenommen, daß für eine bestimmte Gas/Flüssig-
keitskombination und bei Verwendung eines bestimmten Gas-
verteilers zwei verschiedene Blasenkollektive in der Säule
existieren:
 - a) Kleinblasen, die sich wie starre Kugeln verhalten, sind
gleichmäßig in der gesamten Flüssigkeit verteilt und
 - b) Großblasen bzw. Blasenzusammenballungen mit $d_2 < \delta_R D$,
die nur in der Kernzone aufsteigen.
- 5) Es werden Blasensäulen mit praxisnahen Abmessungen voraus-
gesetzt. Das heißt, daß insbesondere die Gefäßabmessungen
derart seien, daß die Zirkulationsströmung der Flüssigkeit
als turbulent angesehen werden kann.

Gemäß Voraussetzung 4) ergibt sich dann der relative Gasgehalt in der Kreisringzone ϵ_R als:

$$\epsilon_R = \epsilon_1$$

und der relative Gasgehalt in der Kernzone

$$\begin{aligned} \epsilon_K &= \frac{\epsilon_2}{\delta_r^2} + \epsilon_1 \left(1 - \frac{\epsilon_2}{\delta_r^2} \right) \\ &= \frac{\epsilon - \epsilon_1}{\delta_r^2} + \epsilon_1 \end{aligned} \quad (21)$$

3.3 Beschreibung des Gasdurchsatzes in der Blasensäule

Entsprechend dem vorgestellten Modell zur Beschreibung der Hydrodynamik in der Blasensäule kann man den gesamten Gasdurchsatz dadurch beschreiben, daß man ihn in die folgenden drei unterschiedlichen Anteile zerlegt:

- a) Gasdurchsatz infolge des Aufstiegs der Kleinblasen relativ zur umgebenden Flüssigkeit u_1 ,
- b) Gasdurchsatz infolge des Aufstiegs der Großblasen in der Kernzone relativ zur umgebenden Flüssigkeit u_2 ,
- c) Gasdurchsatz hervorgerufen durch die Zirkulation der Flüssigkeit u_z .

Damit erhält man eine Massenbilanzgleichung zur Beschreibung des Gasdurchsatzes geschrieben in Leerrohrgasgeschwindigkeiten:

$$u_0 = u_1 + u_2 + u_z \quad (22)$$

3.3.1 Gasdurchsatz infolge von Kleinblasenaufstieg

Wegen der Voraussetzungen, daß kein Nettodurchsatz an Flüssigkeit erfolgt, und daß die Kleinblasen gleichmäßig in der flüssigen Phase verteilt sind, kann man den Gasdurchsatz infolge des Kleinblasenaufstieges genau genug mit Hilfe des in Kapitel 2 bereits vorgestellten homogenen Modelles rechnen, wenn die mittlere Kleinblasengröße bekannt ist, oder wenn sie in etwa abgeschätzt werden kann.

Damit ist nämlich die dimensionslose Kleinblasengröße

$$\beta_1 = \sqrt[3]{\left(1 - \frac{\rho_g}{\rho_l}\right) \frac{g}{v^2}} d_1 \quad (23)$$

bekannt.

Für die Berechnung des Gasdurchsatzes wird dann noch der Kleinblasengasgehalt ϵ_1 benötigt. Durch ϵ_1 wird das für das Widerstandsverhalten der Blasen maßgebliche Längenverhältnis

$$\frac{r_0}{\delta} = \frac{1}{\frac{0.9}{\sqrt[3]{\epsilon_1}} - 1}$$

bestimmt.

Aus Gleichung (8) läßt sich jetzt iterativ eine Lösung für die Reynoldszahl ermitteln

$$Re_1 = \frac{v_{rel\ 1} d_1}{\nu} \quad (24)$$

Bei bekannter Relativgeschwindigkeit zwischen Kleinblasen und Flüssigkeit ist der Gasdurchsatz $\dot{V}_1$ durch diese Relativbewegung der Kleinblasen gleich dem Flächenanteil an Kleinblasen $V_1/\Delta L$ multipliziert mit der Relativgeschwindigkeit $v_{rel\ 1}$

$$\dot{V}_1 = \frac{V_1}{H} v_{\text{rel } 1} \quad .$$

Die entsprechende Leerrohrgasgeschwindigkeit für den Kleinblasengasdurchsatz ist dann aber

$$u_1 = \frac{\dot{V}_1}{\frac{\pi}{4} D^2} = \frac{V_1}{\frac{\pi}{4} D^2 H} v_{\text{rel } 1}$$

d.h.

$$\begin{aligned} u_1 &= \frac{V_1}{V_{\text{ges}}} v_{\text{rel } 1} = \frac{V_1}{V_g + V_l} v_{\text{rel } 1} \\ &= \frac{V_1}{V_l} \frac{V_l}{V_g + V_l} v_{\text{rel } 1} = \frac{\epsilon_1 (1 - \epsilon)}{(1 - \epsilon_1)} v_{\text{rel } 1} \quad (27) \end{aligned}$$

Mit dem Modell für die homogene Blasenströmung kann also der Gasdurchsatz in Form von Kleinblasen auch bei heterogenem Strömungszustand bestimmt werden, wenn Blasengröße der Kleinblasen und Kleinblasengasgehalt bekannt sind (siehe Kapitel 2)

3.3.2 Gasdurchsatz durch Großblasenaufstieg

Der Aufstieg von einzelnen großen Blasen wird in der Regel nach Davies und Taylor [31] in der Form

$$v_{\text{rel } 2} = \frac{2}{3} \sqrt{g R} \quad (28)$$

dargestellt.

R stellt dabei den Krümmungsradius der "spherical cap" - Blase dar.

Die Umrechnung vom Krümmungsradius auf den volumenäquivalenten Kugeldurchmesser ergibt dann die allgemein übliche Form

$$v_{rel\ 2} = 0.71 \sqrt{g d_e} . \quad (29)$$

Diese Gleichung gilt nur für Blasen, die kleiner als 0.3 D sind.

Für Großblasen mit $d > 0.3 D$ bleibt die Geschwindigkeit mit wachsender Blasengröße konstant. Es bildet sich zunehmend eine Gaskolbenströmung aus.

Diese Strömungsform wurde von Dumitrescu [32] untersucht. Er gibt analog zu Davies, Taylor die Aufstiegsgeschwindigkeit dieser slugs als

$$v_{BS} = 0.495 \sqrt{g \frac{D}{2}} , \quad (30)$$

d.h.

$$v_{BS} = 0.35 \sqrt{g D} .$$

Dies entspricht einer Blasengröße nach Davies, Taylor von $d_e \approx 0.3 D$, womit der Übergang von ungestörten Blasen zu slugs hergestellt ist.

Hills und Darton [33] untersuchten den Einfluß von Kleinblasenschwärmen auf das Aufstiegsverhalten von Großblasen. Sie stellten fest, daß in allen Fällen die Aufstiegsgeschwindigkeiten von Blasen gleichen Volumens mit zunehmendem Kleinblasengehalt anstieg.

Dieser Geschwindigkeitsanstieg wird durch die Beeinflussung der Großblasenoberfläche durch in der Flüssigkeit (+ Kleinblasen) vorhandene Turbulenzballen erklärt.

Eine grobe Auswertung dieser Messungen ergibt bei Gasgehalten $\epsilon_1 > 0.08$ eine Geschwindigkeitserhöhung von etwa 60 %.

Nimmt man nun an, daß die Großblasen nur in der Kernzone aufsteigen und in ihrem Durchmesser einen Wert von $d_e \geq 0.3 \cdot \delta_r D$ erreichen, kann man die Aufstiegsgeschwindigkeit wie folgt angeben:

$$v_{rel\ 2} = 1.6 \cdot 0.35 \sqrt{g \delta_r D}$$

$$v_{rel\ 2} = 0.56 \sqrt{g \delta_r D} . \quad (31)$$

Für den Gasdurchsatz infolge des Großblasenaufstieges gilt damit aber:

$$u_2 = \epsilon_2 \cdot v_{rel\ 2}$$

$$u_2 = \frac{\epsilon - \epsilon_1}{1 - \epsilon_1} 0.56 \sqrt{g \delta_r D} . \quad (32)$$

3.3.3 Gasdurchsatz infolge der Zirkulation der Flüssigkeit

Einem Vorschlag von Molerus folgend, wird die großräumige Flüssigkeitsströmung durch Kräftegleichgewichte und einen Ansatz für die auftretende Wandschubspannung beschrieben.

Das Kräftegleichgewicht für ein differentielles Volumenelement der Kernströmung lautet:

$$\Delta P \frac{\pi D_R^2}{4} = (\epsilon_K \rho_g + (1 - \epsilon_K) \rho_l) g \frac{\pi D_R^2}{4} \Delta L + \tau_w D_R \pi \Delta L . \quad (33)$$

, In Gleichung (33) bezeichnet τ_w die Schubspannung, die zwischen Ring- und Kernströmung übertragen wird.

In dimensionsloser Schreibweise erhält man:

$$\frac{\Delta P}{\Delta L} \frac{1}{\rho_1 g} = 1 - \epsilon_K \left(1 - \frac{\rho_g}{\rho_1} \right) + \frac{4 \tau_w}{\rho_1 g \delta_r D} . \quad (34)$$

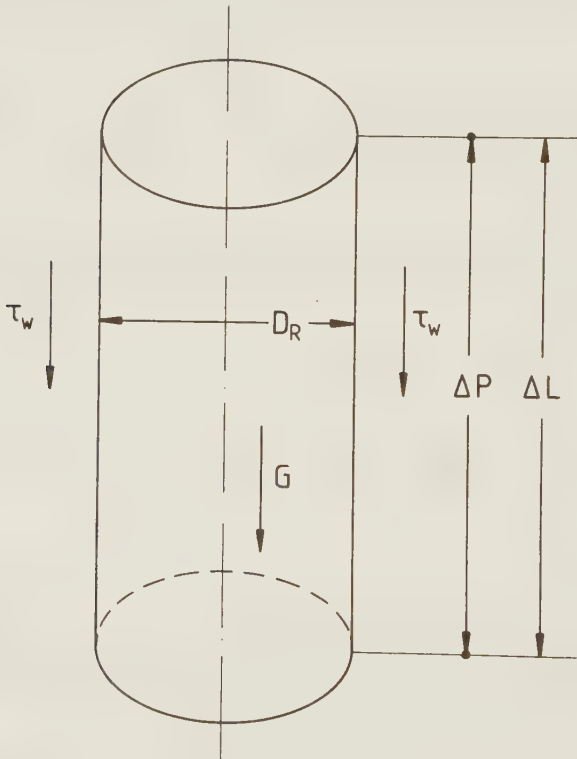


Abb. 18: Angreifende Kräfte auf ein Volumenelement der Kernströmung

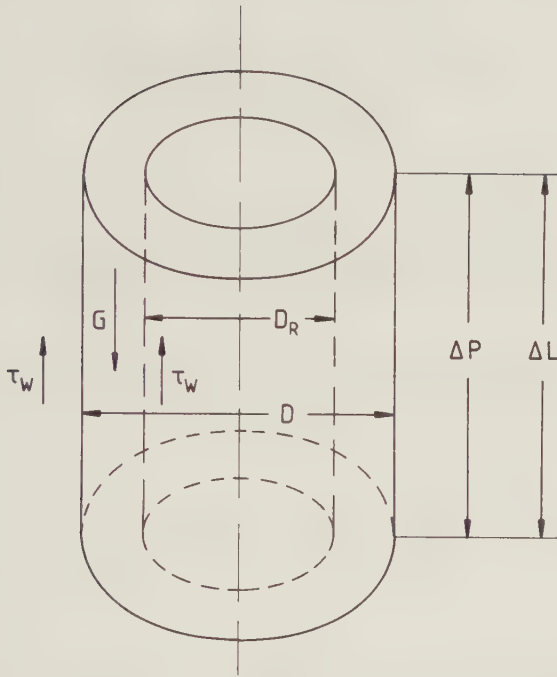


Abb. 19: Auf ein Volumenelement der Ringströmung angreifende Kräfte

Analog lässt sich auch das Kräftegleichgewicht für die Kreisringströmung formulieren:

$$\Delta P \frac{\pi (D^2 - D_R^2)}{4} = (\epsilon_R \rho_g + (1 - \epsilon_R) \rho_l) g \frac{\pi (D^2 - D_R^2)}{4} \Delta L - \tau_w \pi (D + D_R) \Delta L , \quad (35)$$

bzw. in dimensionsloser Schreibweise:

$$\frac{\Delta P}{\Delta L} \frac{1}{\rho_1 g} = 1 - \epsilon_R \left(1 - \frac{\rho_g}{\rho_1}\right) - \frac{4 \tau_w}{\rho_1 g D (1 - \delta_r)} . \quad (36)$$

Mit den Beziehungen (35) bzw. (36) werden die zwischen Kern- und Ringraum, bzw. zwischen Ringraum und äußerer Wand übertragenen Schubspannungen gleichgesetzt. Ob diese Annahme brauchbar ist, läßt sich nur durch Experimente überprüfen.

Durch Elimination der Druckdifferenz ΔP erhält man aus den Gleichungen (34) und (36) die Beziehung:

$$(\epsilon_K - \epsilon_R) = \frac{4 \tau_w}{\left(1 - \frac{\rho_g}{\rho_1}\right) \rho_1 g D \delta_r (1 - \delta_r)} . \quad (37)$$

Für die Wandschubspannung an der äußeren Zylinderwand und damit auch zwischen Ring- und Kernraum wird zunächst ganz allgemein die Beziehung:

$$\tau_w = \frac{\lambda (Re_R)}{4} \frac{\rho_1}{2} w_R^2 \quad (38)$$

angesetzt.

Die mittlere Geschwindigkeit in der Ringzone w_R wird über eine fiktive Leerrohrflüssigkeitgeschwindigkeit der umlaufenden Flüssigkeit w_1 definiert.

Diese Leerrohrflüssigkeitgeschwindigkeit selbst wird über einen Leerrohrvolumenstrom definiert

$$\dot{V}_1 = w_1 \frac{\pi}{4} D^2 \quad (39)$$

Mit dem Flüssigkeitsvolumen in der Ringzone

$$V_{1R} = (1 - \epsilon_R) \frac{\pi (D^2 - D_R^2)}{4} H \quad (40)$$

kann die mittlere Verweilzeit der Flüssigkeit in der Ringzone angegeben werden.

$$\Delta T_{1R} = \frac{V_{1R}}{\dot{V}_1} = \frac{(1 - \epsilon_R) (D^2 - D_R^2)}{w_1 D^2} H \quad (41)$$

Die mittlere Flüssigkeitgeschwindigkeit in der Ringzone ergibt sich dann zu:

$$w_R = \frac{H}{\Delta T_{1R}} = \frac{w_1}{(1 - \epsilon_R) (1 - \delta_r^2)} \quad (42)$$

Einsetzen der Gleichungen (38) und (42) in Gleichung (37) und Auflösung nach w_1 ergibt:

$$w_1 = \left(\frac{2 (\epsilon_K - \epsilon_R) (1 - \epsilon_R)^2 \left(1 - \frac{\rho_g}{\rho_l}\right) g D \delta_r (1 - \delta_r)^3 (1 + \delta_r)^2}{\lambda (Re_R)} \right)^{1/2} \quad (43)$$

Der Leerrohrgasdurchsatz infolge der Flüssigkeitszirkulation u_z kann leicht aus einer Massenbilanz gewonnen werden (Abb. 20)

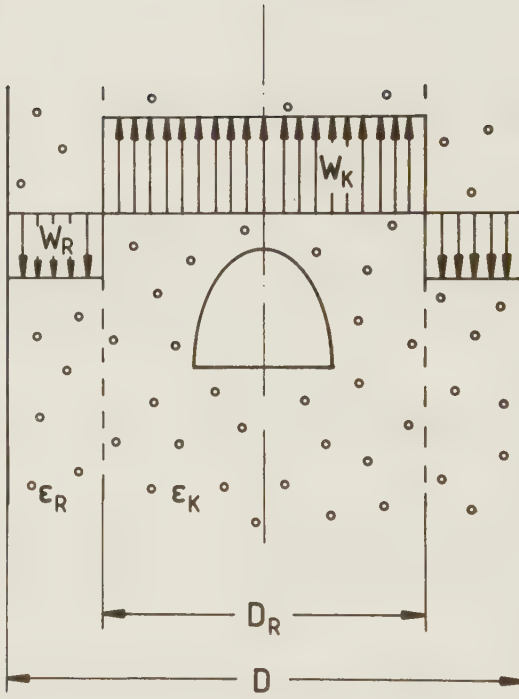


Abb. 20: Gasdurchsatz infolge der Zirkulationsströmung

$$u_z = \epsilon_K \delta_r^2 w_K - \epsilon_R (1 - \delta_r^2) w_R \quad (44)$$

w_K ist dabei die Flüssigkeitgeschwindigkeit im Kern. Diese wird analog zur Flüssigkeitgeschwindigkeit im Ringraum definiert:

$$V_{lK} = (1 - \epsilon_K) \frac{\pi D_R^2}{4} H \quad (45)$$

$$\Delta T_{1K} = \frac{v_{1k}}{v_1} = \frac{(1 - \epsilon_K) D_R^2}{w_1 \cdot D^2} H \quad (46)$$

$$w_K = \frac{H}{\Delta T_{1K}} = \frac{w_1}{(1 - \epsilon_K) \delta_r^2} \quad (47)$$

Durch Einsetzen von Gleichung (42) und (47) in (44) erhält man für die Leerrohrgasgeschwindigkeit u_z , die den Gasdurchsatz, hervorgerufen durch die Zirkulation der Flüssigkeit, beschreibt:

$$u_z = w_1 \frac{(\epsilon_K - \epsilon_R)}{(1 - \epsilon_K)(1 - \epsilon_R)} \quad (48)$$

Setzt man Gleichung (43) in Gleichung (48) ein, erhält man für die Leerrohrgasgeschwindigkeit durch Zirkulation der Flüssigkeit:

$$u_z = \left(\frac{2}{\lambda (Re_R)} \right)^{1/2} \left(\left(1 - \frac{\rho_g}{\rho_l} \right) D g \right)^{1/2} \frac{(\epsilon_K - \epsilon_R)^{3/2}}{(1 - \epsilon_K)} \cdot \delta_r^{1/2} (1 - \delta_r)^{3/2} (1 + \delta_r). \quad (49)$$

Nach neueren Messungen von Nottenkämper [34] bzw. einer Zusammenstellung von Zehner [9] kann man annehmen, daß das Durchmesser Verhältnis δ_r in erster Näherung konstant ist für verschiedene Reaktordurchmesser und verschiedene Gasdurchsätze im heterogenen Strömungsbereich, und zwar ergibt sich:

$$\delta_r \approx 0.75.$$

Dies erscheint auch dadurch plausibel, daß die Flächen von Ring- und Kernströmung damit in etwa gleich groß sind.

Damit kann Gleichung (49) umgeschrieben werden zu:

$$u_z = C \cdot \lambda (Re_R)^{-1/2} \left[\left(1 - \frac{\rho_g}{\rho_l}\right) g D \right]^{1/2} \frac{(\epsilon_K - \epsilon_R)^{3/2}}{(1 - \epsilon_K)} . \quad (50)$$

Der Widerstandsbeiwert $\lambda (Re_R)$ ist bisher noch unbekannt. Als Ansatz bietet sich zunächst an, diesen Widerstandsbeiwert analog zur einphasigen Rohrströmung im turbulenten Bereich als

$$\lambda (Re_R) = \frac{C}{4 \sqrt{Re_R}} \quad (51)$$

anzusetzen.

Die Reynoldszahl muß dabei mit dem hydraulischen Durchmesser der Kreisringströmung d_{hR} und der Flüssigkeitgeschwindigkeit im Ring w_R gebildet werden.

$$Re_R = \frac{d_{hR} \cdot w_R}{\nu} . \quad (52)$$

Der hydraulische Durchmesser ist definiert als:

$$d_h = \frac{4 \cdot \text{Fläche}}{\text{Umfang}} ,$$

das heißt:

$$d_{hR} = \frac{4 \frac{\pi}{4} (D^2 - D_R^2)}{(D + D_R)} = (1 - \delta_r) D . \quad (53)$$

Einsetzen der Gleichungen (44) und (57) ergibt also:

$$\text{Re}_R = \frac{1}{(1 - \epsilon_R)(1 + \delta_r)} \frac{D \cdot w_1}{v} \quad (54)$$

und für $\delta_r = \text{const}$:

$$\lambda(\text{Re}_R) = C (1 - \epsilon_R)^{1/4} \left(\frac{v}{D \cdot w_1} \right)^{1/4} \quad (55)$$

Die Zusammenfassung der Gleichungen (55) und (43) ergibt für $\delta_r = \text{const}$

$$\lambda(\text{Re}_R) = C \cdot \left[\frac{D^3 \cdot g \left(1 - \frac{\rho_g}{\rho_l}\right)}{v^2} (\epsilon_K - \epsilon_R) \right]^{-1/7} \quad (56)$$

Betrachtet man die Gleichung (56), sieht man, daß Änderungen der Einflußgrößen maximal mit dem Exponenten $-3/7$ und $(\epsilon_K - \epsilon_R)$ sogar nur mit dem Exponenten $-1/7$ in den Widerstandsbeiwert $\lambda(\text{Re}_R)$ eingehen. Dieser wiederum geht mit dem Exponenten $-1/2$ in den dimensionslosen Gasdurchsatz u_z (vergleiche Gleichung (50)) ein. Insgesamt ergibt sich also ein Exponent von $3/14$ bis $1/14$. Es wurde deshalb auch untersucht, ob der Widerstandsbeiwert $\lambda(\text{Re}_R)$ auch durch eine Konstante beschrieben werden kann. Das heißt

$$\lambda(\text{Re}_R) = \text{const.} \quad (57)$$

Damit erhält man aus Gleichung (50):

$$u_z = C \cdot \sqrt{\left(1 - \frac{\rho_g}{\rho_l}\right) g D} \frac{(\epsilon_K - \epsilon_R)^{3/2}}{(1 - \epsilon_K)} \quad (58)$$

Die spätere Auswertung der Messungen ergab für beide Ansätze (Gleichung (56) und (57)) eine gute Übereinstimmung zwischen gemessenen und berechneten Kleinblasengehalten, wobei der relative Fehler bei Anwendung von Gleichung (57) etwas kleiner war. Eine eindeutige Diskriminierung zwischen den Gleichungen (56) und (57) war aufgrund der durchgeführten Messungen nicht möglich.

Da eine Auswertung bzw. Darstellung der Messungen mit Gleichung (58) aber in einem einzigen Diagramm möglich ist, wird im weiteren Verlauf der Arbeit der Gasdurchsatz durch Zirkulation u_z immer mit Gleichung (58), d.h. $\lambda (Re_R) = \text{const}$, beschrieben.

3.3.4 Zusammenfassung der einzelnen Gasdurchsatzanteile in eine gemeinsame Darstellung

Der Gasdurchsatz infolge des Aufstieges von Großblasen (Gleichung (32)) läßt sich für konstantes $\delta_r = 0.75$ darstellen als

$$u_2 = 0.485 \frac{\epsilon - \epsilon_1}{1 - \epsilon_1} \sqrt{g D} . \quad (59)$$

Einsetzen der Definitionen für ϵ_K (Gleichung (21)) und ϵ_R (Gleichung (20)) in Gleichung (58) ergibt

$$u_z = C \cdot \sqrt{\left(1 - \frac{\rho_g}{\rho_l}\right) g D} \frac{(\epsilon - \epsilon_1)^{3/2}}{(1 - \epsilon_1) - \frac{\epsilon - \epsilon_1}{0.56}} . \quad (60)$$

In Blasensäulen ist die Gasdichte sehr viel kleiner als die Flüssigkeitsdichte. Das heißt für $\rho_g \ll \rho_l$ gilt

$$u_z = C \frac{(\epsilon - \epsilon_1)^{3/2}}{1 - \epsilon_1 - 1.78 (\epsilon - \epsilon_1)} \sqrt{g D}. \quad (61)$$

Setzt man die Beziehungen (59), (61) und (27) in die Gleichung (22) ein, erhält man den gesamten Gasdurchsatz:

$$u_0 = \frac{\epsilon_1 (1 - \epsilon)}{(1 - \epsilon_1)} v_{rel} + \left[0.485 \frac{\epsilon - \epsilon_1}{1 - \epsilon_1} + C \frac{\epsilon - \epsilon_1}{1 - \epsilon_1 - 1.78 (\epsilon - \epsilon_1)} \right] \sqrt{g D}. \quad (62)$$

Betrachtet man ein festes System Gas/Flüssigkeit bei einer bestimmten Gasgeschwindigkeit u_0 , kann man zunächst annehmen, daß die Kleinblasengröße unabhängig von den Apparateabmessungen ist. Damit kann man mit Hilfe der Gleichung (62) zeigen, daß für größer werdende Blasensäulendurchmesser bei gleichem Kleinblasengehalt ϵ_1 der integrale Gasgehalt ϵ abnimmt. Bei gleichem integralen Gasgehalt ϵ muß der Kleinblasengehalt ϵ_1 in einer größeren Säule größer werden.

Mißt man die Leerrohrgasgeschwindigkeit u_0 und den mittleren relativen Gasgehalt ϵ , dann stellt die Gleichung (62) bei bekannter bzw. abgeschätzter Relativgeschwindigkeit v_{rel} eine implizite Gleichung für den Kleinblasengehalt ϵ_1 dar.

Der aus dem Widerstandsgesetz folgende Zahlenfaktor C muß dazu zunächst aus Meßwerten bestimmt werden.

3.4 Eigene Messungen des Kleinblasenanteiles zur Bestimmung des Zahlenfaktors C

Um eine Durchmesservariation zu erreichen, wurden Messungen in Blasensäulen mit Durchmessern von 0.1 m, 0.19 m und 0.5 m durchgeführt. Die Höhe der Blasensäulen betrug jeweils mindestens den zehnfachen Durchmesser. Als Begaser wurden verschiedene Loch- oder Sinterböden eingesetzt. Das Stoffsystem war Wasser/Luft oder Wasser + Methanol/Luft.

Gemessen wurde jeweils der Gasdurchsatz und der mittlere relative Gasgehalt aus Druckmessungen über der Reaktorhöhe und über Schichtausdehnungsmessungen.

Der Gasgehalt an Kleinblasen wurde durch Messung des Übergangsverhaltens beim Abschalten der Gaszufuhr bestimmt.

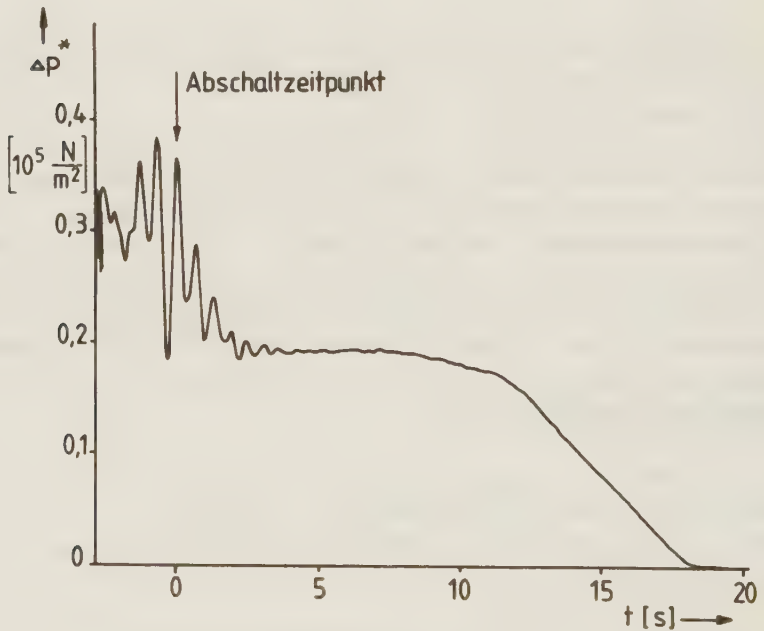


Abb. 21: Verlauf der Druckdifferenz beim Abschalten der Gaszufuhr. Aufgetragen ist die Druckdifferenz zwischen unbegaster und begaster Säule ($\Delta H = 1$ m)

Man sieht deutlich (Abb. 21), daß nach dem Abschalten sehr schnell die Großblasen aus dem Meßvolumen nach oben verschwinden. Daran schließt sich ein Bereich an, in dem im gesamten Meßvolumen nur kleine Blasen sind. Diese steigen gleichmäßig auf, die Druckdifferenz ändert sich fast nicht. Diese Druck-

differenz entspricht dem nach Gleichung (17) definierten Kleinblasengehalt ϵ_1 . Sobald die untersten Blasen die untere Meßstelle passiert haben, nimmt die Druckdifferenz linear auf Null hin ab, bis keine Blasen mehr im Meßvolumen sind.

Bei bekannter Größe der Kleinblasen (aus Messungen im homogenen Strömungsbereich, oder aus einer Abschätzung) und gemessenem Gasgehalt in Form von Kleinblasen ϵ_1 kann mit den Formeln für die homogene Blasenströmung die Relativgeschwindigkeit der Kleinblasen $v_{rel\ 1}$ berechnet oder aus dem Zustandsdiagramm (Abb. 3) abgelesen werden.

Damit ist der Gasdurchsatz durch Kleinblasenaufstieg nach Gleichung (27), d.h. u_1 bekannt.

Eine Umformung von Gleichung (62) liefert

$$\frac{u_0 - u_1}{\sqrt{g D}} = 0.485 \frac{\epsilon - \epsilon_1}{1 - \epsilon_1} + C \frac{(\epsilon - \epsilon_1)^{3/2}}{1 - \epsilon_1 - 1.78 (\epsilon - \epsilon_1)} \quad (63)$$

Die linke Seite der Gleichung stellt eine Froude-Zahl dar, die den heterogenen Strömungszustand beschreibt:

$$Fr_{het} = \frac{u_0 - u_1}{\sqrt{g D}} = \frac{u_2 + u_z}{\sqrt{g D}} \quad (64)$$

und man erhält schließlich

$$Fr_{het} = 0.485 \frac{\epsilon - \epsilon_1}{1 - \epsilon_1} + C \frac{(\epsilon - \epsilon_1)^{3/2}}{1 - \epsilon_1 - 1.78 (\epsilon - \epsilon_1)} \quad (65)$$

Die Konstante C wurde iterativ aus den eigenen Meswerten so bestimmt, daß gilt:

$$\Sigma \frac{|\epsilon_{1 \text{ gem}} - \epsilon_{1 \text{ ber}}|}{\epsilon_{1 \text{ gem}}} \stackrel{!}{=} \text{Min} . \quad (66)$$

Damit erhält man die Konstante C = 1.5.

Als Bestimmungsgleichung für den Kleinblasengehalt ϵ_1 im heterogenen Strömungsbereich erhält man damit:

$$Fr_{\text{het}} = 0.485 \frac{\epsilon - \epsilon_1}{1 - \epsilon_1} + 1.5 \frac{(\epsilon - \epsilon_1)^{3/2}}{1 - \epsilon_1 - 1.78 (\epsilon - \epsilon_1)} . \quad (67)$$

Eine Auftragung (Abb. 22) der nach Gleichung (67) berechneten Kleinblasenanteile über den in Abschaltversuchen in verschiedenen Blasensäulen gemessenen Kleinblasenanteilen zeigt in fast allen Fällen Abweichungen von weniger als 10 %.

Nach Gleichung (67) lassen sich jeweils Kurven $\epsilon = f(Fr_{\text{het}})$ für konstanten Kleinblasengehalt ϵ_1 zeichnen.

Eine Darstellung analog Abb. 23 stellt damit ein Zustandsdiagramm für den heterogenen Strömungsbereich der Blasensäule dar.

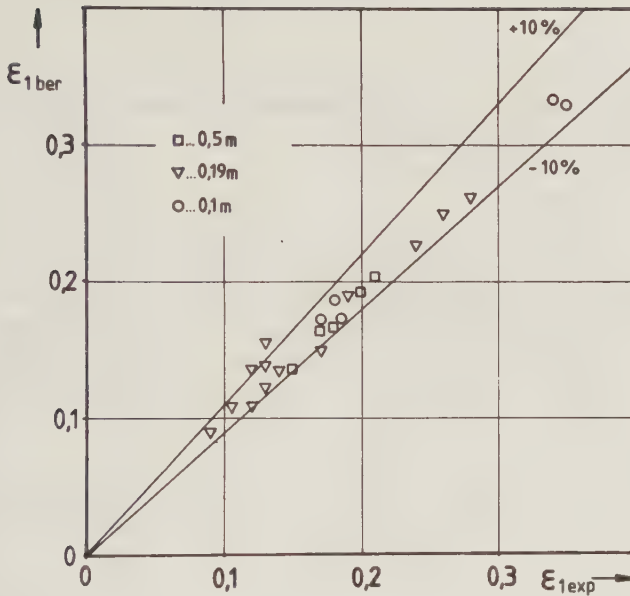


Abb. 22: Vergleich von berechneten (Gleichung (67)) und bei Abschaltversuchen gemessenen Kleinblasengehalten ($D = 0.1\text{ m}$, 0.19 m , 0.5 m)

Die Leerrohrgasgeschwindigkeit u_1 , die den Kleinblasenaufstieg beschreibt, lässt sich einfach iterativ bestimmen. Man trägt zunächst die Froudezahl für den gesamten Gasdurchsatz in das Zustandsdiagramm für die heterogene Strömung (Abb. 23) ein. Damit kann ein erster Schätzwert für den Kleinblasengehalt ϵ_1 abgelesen werden. Bei bekannter oder geschätzter Kleinblasengröße wird dann aus dem Zustandsdiagramm für die homogene Blasenströmung (Abb. 3) die dimensionslose Relativgeschwindigkeit und damit $v_{\text{rel } 1}$ bestimmt. Die gesuchte Geschwindigkeit u_1 ist nach Gleichung (27) definiert:

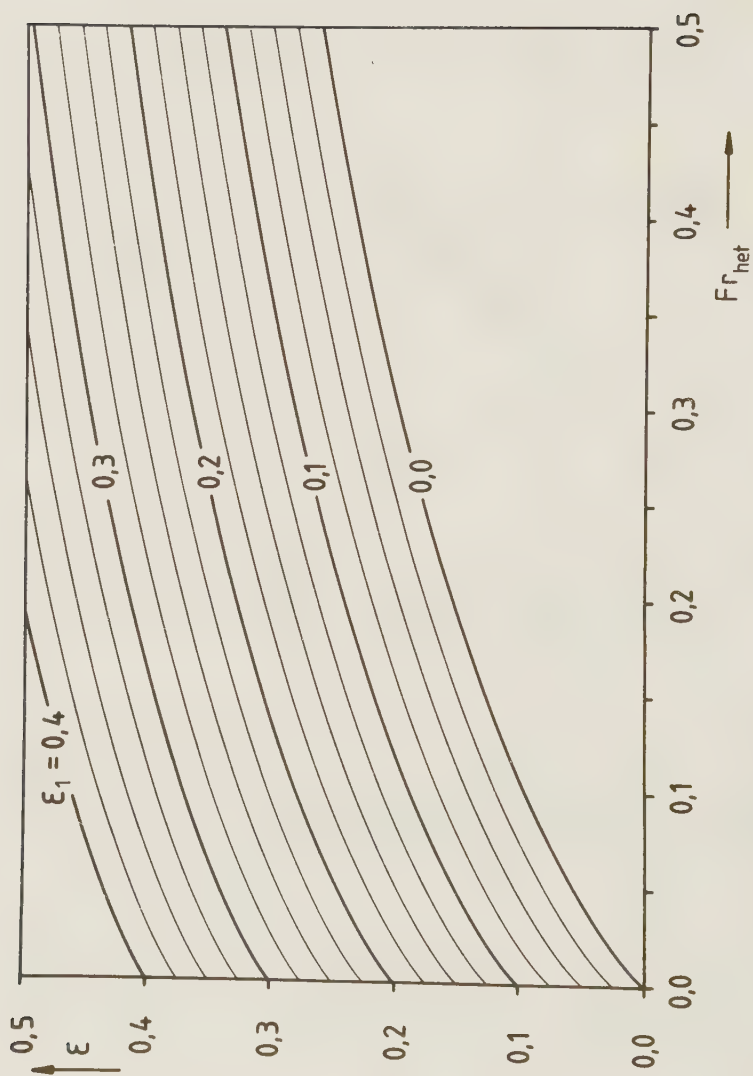


Abb. 23: Gesamtgasgehalt als Funktion der Froudezahl Fr_{het} .

Zustandsdiagramm für den heterogenen Strömungszustand.

$$u_1 = \frac{\epsilon_1 (1 - \epsilon)}{(1 - \epsilon_1)} v_{rel 1}$$

Damit kann man Fr_{het} für das heterogene Zustandsdiagramm abschätzen und erhält den Kleinblasengehalt ϵ_1 mit ausreichender Genauigkeit.

In Abbildung 24 wurden die eigenen Meßwerte ϵ , Fr_{het} in das Zustandsdiagramm eingetragen. Die dünnen Linien sind zu den gemessenen Werten für ϵ_1 gezogen, um die Abweichung zwischen Messung und Theorie zu zeigen. Wie man sieht, kann für die unterschiedlichen Säulendurchmesser keine signifikante Abweichung festgestellt werden.

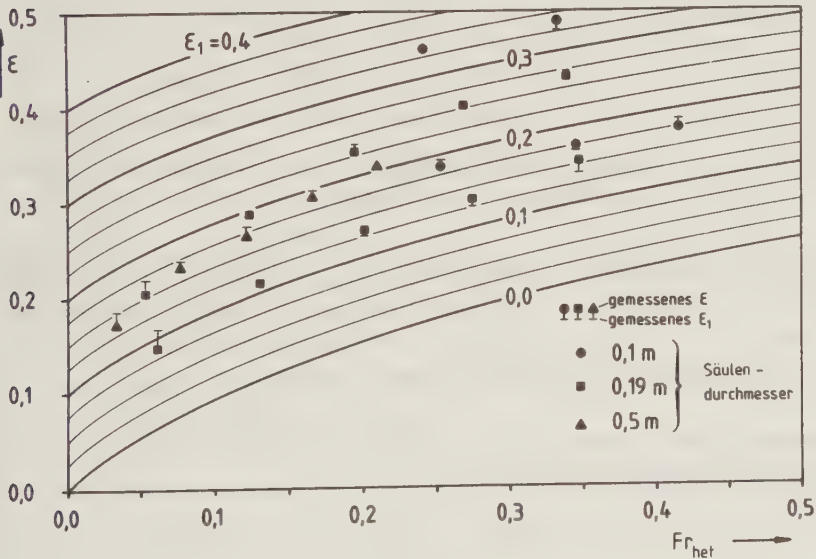


Abb. 24: Zustandsdiagramm für den heterogenen Strömungszustand. Eingetragen sind eigene Meßwerte im System Wasser/Luft.

3.5 Gasgehaltsmessungen, Literaturdaten

Bei Gasgehaltsmessungen wurden erstmals Klein- und Großblasenanteile von Beinhauer [35] 1971 unterschieden. Er führte Messungen in einer Säule mit $D = 0.092 \text{ m}$ und dem Stoffsystem Wasser/Luft durch.

Der Vergleich der berechneten Kleinblasenanteile mit den von Beinhauer gemessenen zeigt, daß die berechneten Werte immer unterhalb der gemessenen liegen (siehe Tabelle 2).

u_0	ϵ	ϵ_1 (gemessen)	ϵ_1 (berechnet)
0.08	0.195	0.18	0.14
0.105	0.215	0.17	0.13
0.14	0.253	0.19	0.15

Tabelle 2: Vergleich von gemessenen und berechneten Kleinblasengehalten nach Beinhauer [35]

Diese systematische Abweichung kann vielleicht auf die Auswertung der Meßdaten zurückgeführt werden, da z.B. bei der Messung der Übergangsfunktion ein Dämpfungsglied mit einer Zeitkonstante von 4.7 sec eingesetzt wurde.

Vermeer und Krishna [36] führten Messungen in Terpentin 5 mit den physikalischen Daten:

$$\begin{aligned}\rho_1 &= 761 \text{ kg/m}^3 \\ \eta &= 0.91 \cdot 10^{-3} \text{ Pas} \\ \sigma_s &= 24.3 \cdot 10^{-3} \text{ N/m}\end{aligned}$$

in einer Blasensäule mit $D = 0.19 \text{ m}$ durch.

Godbole et al [37] veröffentlichten ebenfalls Gasgehaltsmessungen in einer organischen Flüssigkeit mit den physikalischen Daten $\rho_1 = 751 \text{ kg/m}^3$ und $\eta = 1.3 \cdot 10^{-3} \text{ Pas}$. Der Durchmesser der Blasensäule betrug $D = 0.305 \text{ m}$.

Diese Meßwerte wurden wie die eigenen (Abb. 24) in das Zustandsdiagramm für den heterogenen Strömungsbereich eingetragen.

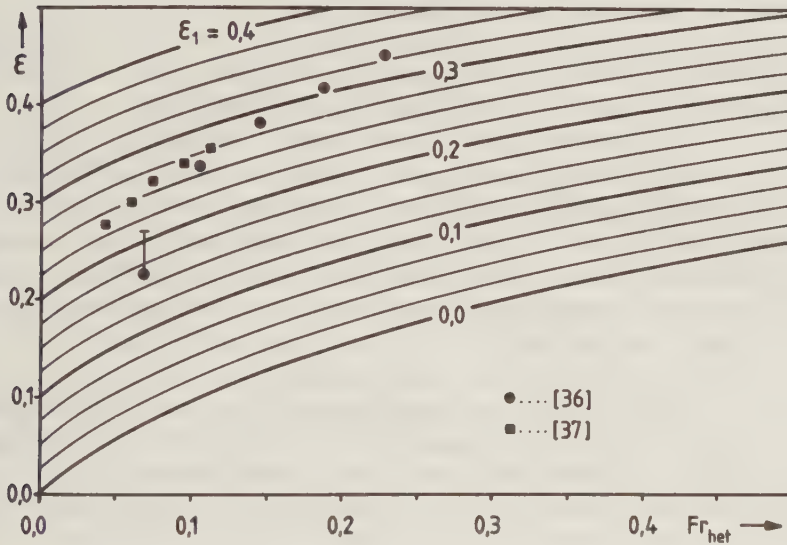


Abb. 25: Zustandsdiagramm für den heterogenen Strömungszustand, Meßwerte nach [36, 37].

Wie man sieht, werden die in der Literatur veröffentlichten Daten über Kleinblasenmessungen durch das Zustandsdiagramm gemäß Abbildung 23 sehr gut wiedergegeben.

Dies bestätigt die Gültigkeit des vorgestellten Modells im Rahmen der untersuchten Froude- und Reynoldszahlen. Die Reynoldszahlen für die Kern- bzw. Ringzone waren immer größer als 10^4 .

3.6 Darstellung der verschiedenen Anteile am Gasdurchsatz

Aus den Untersuchungen der Strömungsstruktur im heterogenen Strömungsbereich folgt für die reaktionstechnische Auslegung von Blasensäulen, daß es wohl kaum sinnvoll ist, die Blasensäule von der Gasseite her allein durch plug-flow des Gases mit Axialdispersion zu modellieren.

Vielmehr müßte man die Gasströmung in der Blasensäule zunächst aus drei Anteilen zusammensetzen:

Dem Gasanteil durch den Aufstieg der Kleinblasen, den Anteil durch Großblasenaufstieg und den Zirkulationsanteil.

Als Beispiel für den jeweiligen Gasanteil, der durch Zirkulation, Großblasenaufstieg und Kleinblasenaufstieg in einer Blasensäule mit $D = 0.19 \text{ m}$ und im System Wasser/Luft transportiert wird, sind in Abb. 26 und 27 berechnete Gasanteile für gemessene Gesamtgasgehalte ϵ über der Leerrohrgasgeschwindigkeit aufgetragen.

Wie man sieht, strebt der Gasdurchsatz durch den Kleinblasenaufstieg sehr schnell gegen einen konstanten Wert. Dies ist einfach verständlich, weil der Kleinblasengehalt in der Regel mit steigendem Gasdurchsatz gegen einen festen Wert ϵ_1 läuft. Das heißt aber $v_{\text{rel } 1} = \text{const.}$

Nach den Gleichungen (27) und (28) ist dann nämlich

$$u_1 \approx \frac{\epsilon_1 (1 - \epsilon)}{(1 - \epsilon_1)} .$$

Da aber $(1 - \epsilon)$ bei höheren Gasdurchsätzen nur noch sehr wenig abnimmt, bleibt u_1 in etwa konstant. Der relative Anteil wird dagegen mit steigendem Gasdurchsatz immer geringer.

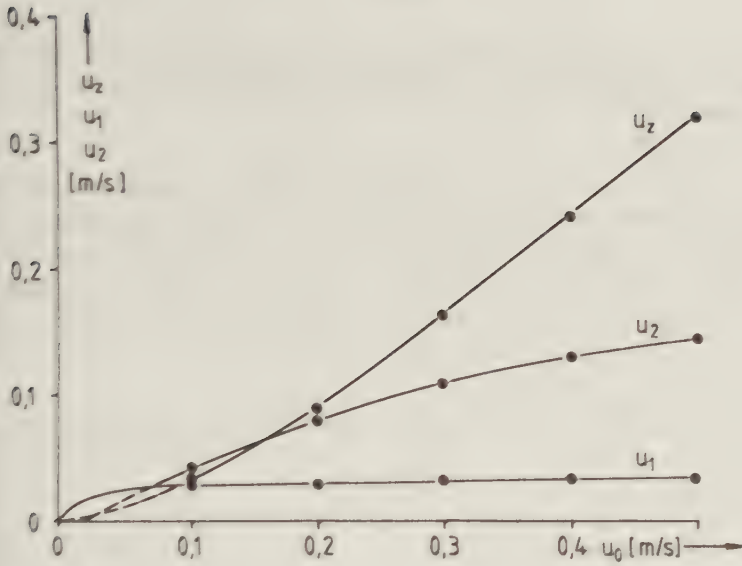


Abb. 26: Gasdurchsatz durch Zirkulation, Groß- und Kleinblasenaufstieg für gemessene Gasgehalte α über der Leertromngeschwindigkeit
 $D = 0.19$ m, System Wasser/Luft

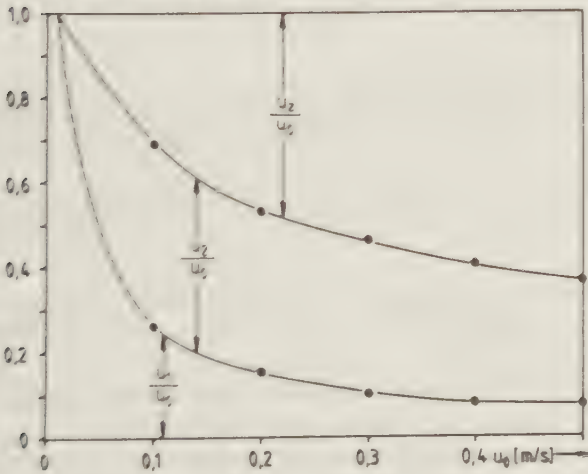


Abb. 29: Gasdurchsatzanteil durch Zirkulation, Groß- und Kleinblasenaufstieg für gemessene Gasgehalte α über der Leertromngeschwindigkeit
 $D = 0.19$ m, System Wasser/Luft

Der Aufstieg der Kleinblasen ist gekennzeichnet durch die Relativgeschwindigkeit dieser Blasen und die Zirkulation der Flüssigkeit.

Der Rest des Gases strömt in Form von großen Blasen durch die Säule, zum einen durch den Aufstieg der Großblasen (Gleichung (32)), zum anderen befinden sich diese Großblasen aber auch im Bereich der aufwärtsströmenden Kernzone. Eine Umformung der Gleichung (48) zeigt dies. Nach Gleichung (47) gilt nämlich

$$w_1 = w_K (1 - \epsilon_K) \delta_r^2 .$$

Damit erhält man

$$u_z = \frac{(\epsilon_K - \epsilon_R) \delta_r^2}{(1 - \epsilon_R)} w_K \quad (68)$$

Einsetzen der Gleichungen (20, 21) und (18) liefert aber

$$u_z = \epsilon_2 w_K , \quad (69)$$

d.h. daß die Zirkulation den Großblasenaufstieg noch verstärkt.

Damit bleiben für den Gasdurchsatz in der Blasensäule zwei Anteile:

1. Durch Zirkulation verstärkte Steiggeschwindigkeit der Großblasen;
2. Kleinblasen wie in der Säule ohne Zirkulation.

Zur Beschreibung des Großblasenaufstieges ist nach dem vorgestellten Modell aber damit bekannt:

$v_{rel\ 2}$ die Relativgeschwindigkeit der Großblasen und

w_K die Flüssigkeitgeschwindigkeit in der Kernzone.

Daraus ergibt sich die mittlere Verweilzeit der Großblasen

$$\tau_2 = \frac{H}{(v_{rel\ 2} + w_K)} \quad . \quad (70)$$

Für den Kleinblasengasdurchsatz kann die mittlere Verweilzeit zu

$$\tau_1 = \frac{H}{v_{rel\ 1}} \quad (71)$$

berechnet werden.

Die jeweils durchgesetzten Gasanteile sind durch u_1/u_0 bzw. durch $(u_2 + u_z) / u_0$ festgelegt.

4. Auswertung von Verweilzeitmessungen der Gasphase im heterogenen Strömungszustand

Um nähere Aussagen über das Verweilzeitverhalten der Gasphase in der Blasensäule zu erhalten, wurden noch Verweilzeitmessungen durchgeführt.

Nachdem der Anteil des Gasdurchsatzes infolge Kleinblasenaufstieg nur gering ist und von der Verweilzeitverteilung der Großblasen nicht experimentell getrennt werden kann, wurde für die Auswertung der Messungen eine andere Vorgehensweise als in Kapitel 3 gewählt.

4.1 Ein Drei-Parameter-Modell für die Verweilzeitverteilung der Blasenphase

Auch die schnellsten Großblasen durchlaufen die Säule mit einer endlichen Steiggeschwindigkeit, d.h. die Verweilzeitverteilungsdichte beginnt ab einer Totzeit t_0 . Die Großblasen besitzen eine im Vergleich zu den zum Teil rezirkulierenden Kleinblasen enge Verweilzeitverteilung. Daraus folgt aber ein, ab der Totzeit t_0 , rascher Anstieg der Verteilungsdichte bei einem vergleichsweise sanften Abklingen zu hohen Verweilzeiten (Abb. 28).

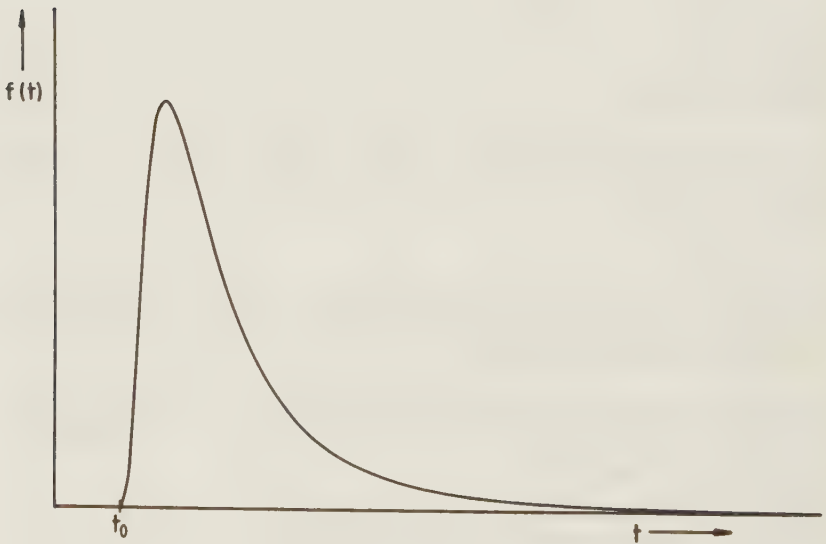


Abb. 28: Typische Verweilzeitdichte der Blasenphase

Eine, dieses Verhalten gut beschreibende Funktion ist die nullpunktverschobene logarithmische Normalverteilung

$$f(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \frac{1}{t - t_0} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\ln \frac{t-t_0}{t_1}}{\sigma} \right)^2 \right] \quad (t \geq t_0) \quad (80)$$

mit den drei Parametern t_0 , t_1 und σ . Der Parameter t_0 läßt sich aus dem Modell für die heterogene Blasenströmung bestimmen. Zur Festlegung von t_1 und σ stehen Mittelwert τ und Varianz σ_t^2 der Verweilzeitverteilung zur Verfügung.

Mit Hilfe einiger Integrationen erhält man:

$$\frac{\tau - t_0}{t_1} = \frac{\sigma^2}{e^2} \quad (81)$$

bzw.

$$\left(\frac{\sigma_t}{t_1} \right)^2 = e^{2\sigma^2} - \left(\frac{\tau - t_0}{t_1} \right)^2 \quad (82)$$

Einsetzen von (81) in (82) und Auflösung nach σ liefert:

$$\sigma = \sqrt{\ln \left[1 + \left(\frac{\sigma_t}{\tau - t_0} \right)^2 \right]} \quad (83)$$

Bei Beachtung von (81) folgt aus (80):

$$f(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \frac{1}{t-t_0} \exp \left[- \frac{\left(\ln \frac{t-t_0}{\tau-t_0} + \frac{\sigma^2}{2} \right)^2}{2\sigma^2} \right] \quad (t \geq t_0) \quad (84)$$

wobei sämtliche in (80) vorkommenden Parameter auf die meßbaren Größen t_0 , τ und σ_t^2 zurückgeführt sind.

4.2 Meß- und Auswertesystem für die Verweilzeitverteilungsmessungen

Die Messungen der Verweilzeitverteilungen erfolgten ausschließlich in der Blasensäule mit $D = 0.19$ m. Der verwendete Lochboden hatte 5 Löcher mit $d = 0.005$ m, d.h. man befand sich auf jeden Fall im heterogenen Strömungszustand.

Als Tracergas wurde Argon verwendet, so daß keine Absorptionseffekte zu berücksichtigen waren. Der Tracergasimpuls wurde durch die Schaltung eines Magnetventils mit einer Öffnungsdauer von ca. 100 ms erzeugt.

Die zeitliche Änderung des Tracergaspartialdruckes in der Gasprobe wurde mit einem Massenspektrometer Q 200 der Firma Leybold-Heraeus GmbH bestimmt.

Die Signale wurden on-line auf einem Tischrechner mit einer Frequenz von 10 Hz registriert und für die weitere Auswertung gespeichert. In Abbildung 29 ist das Fließschema der Anlage dargestellt.

Das Tracergas wurde für die Messung der Verweilzeitverteilung der Blasensäule direkt über dem Anströmboden in der Höhe $H = 0$ m zugegeben.

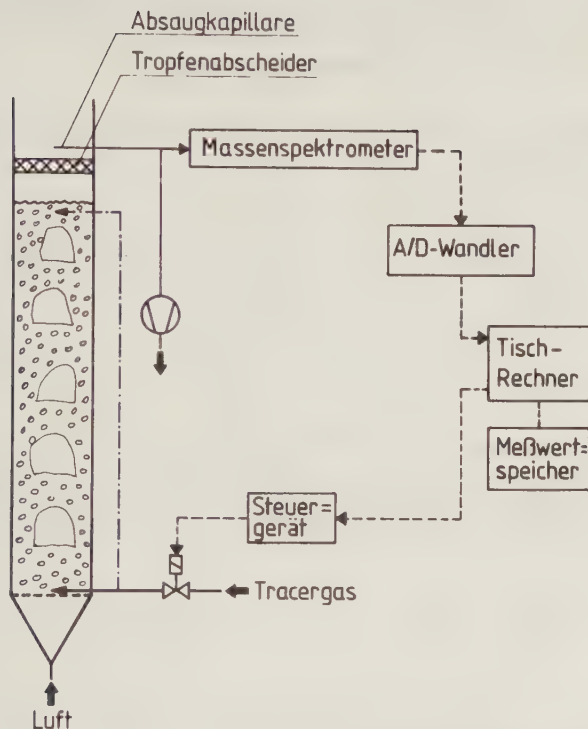


Abb. 29: Fließschema der Versuchsanordnung zur Messung von Verweilzeitverteilungen

Zur Messung des Nullsignals wurde das Tracergas bei $H = 2.9 \text{ m}$ knapp unterhalb der Flüssigkeitsoberfläche zugegeben.

Das zu analysierende Gas wurde dem Massenspektrometer über eine Kapillare, die sich über einem Tropfenabscheider befand, zugeführt.

Die Steuerung des Magnetventils erfolgte über den vorhandenen Tischrechner. Das ermöglichte eine automatische Registrierung von jeweils 10 Einzelversuchen, die dann zu einer einzigen Verweilzeitmessung additiv verknüpft wurden.

Aus diesen Verweilzeitdichtekurven konnten damit wie üblich mittlere Verweilzeiten

$$\tau = \int_{t_{\min}}^{t_{\max}} t \cdot h(t) dt \quad (85)$$

und die Varianzen

$$\sigma_t^2 = \int_{t_{\min}}^{t_{\max}} (t - \tau)^2 h(t) dt \quad (86)$$

berechnet werden.

4.3 Auswertung der Messungen

Wegen der vergleichsweise kurzen Verweilzeiten der Großblasen läßt sich das Verweilzeitverhalten der Blasensäule meßtechnisch nicht vom Verweilzeitverhalten der Meßwertverarbeitung trennen.

Die im gesamten Meßsystem registrierte Verweilzeit setzt sich aber additiv aus der Verweilzeit in der Blasensäule selbst und der Verweilzeit der Meßwertverarbeitung (+ Vermischung vor und im Tropfenabscheider) zusammen.

Die Blasensäule hat für sich genommen die Verweilzeitdichte $f(t)$, die Meßwertverarbeitung die Verweilzeitdichte $g(t)$, das Gesamtsystem die Verweilzeitdichte $F(t)$ (Abb. 30).

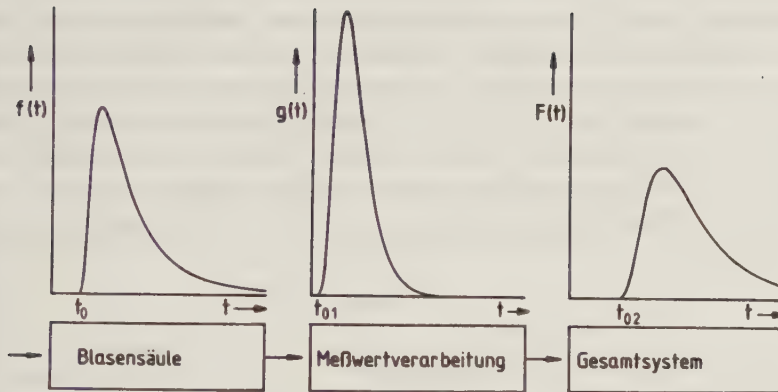


Abb. 30: Verweilzeitverhalten des Gesamtsystems

Meßtechnisch zugänglich ist durch Impulsmarkierung am Gasverteiler die Verteilungsdichte $F(t)$ des Gesamtsystems. Durch Impulsmarkierung oberhalb der Blasensäule ist weiterhin die Verweilzeitdichte $g(t)$ der Meßwertverarbeitung zugänglich. Da das Massenspektrometer mit der Blasensäule über eine, wenn auch kurze Kapillare, verbunden ist, besitzt die Meßwertverarbeitung eine Totzeit t_{01} . Es wird jetzt der Zusammenhang zwischen den Signalen $f(t)$, $g(t)$ und $F(t)$ gesucht.

Dazu wird das Signal $F(t)$ des Gesamtsystems zum Zeitpunkt t betrachtet. Blasensäule und Meßwertverarbeitung sind in dem Sinne voneinander unabhängige Systeme, als die Verweilzeit in der Meßwertverarbeitung unabhängig von der Verweilzeit in der Blasensäule ist. Dieser Sachverhalt ist dadurch gegeben,

daß oberhalb der Blasensäule und vor der Absaugung eines kleinen Teilstromes aus dem Gasstrom zur Konzentrationsmessung im Massenspektrometer eine intensive Vermischung des Gases erfolgt.

Die Verweilzeit im Gesamtsystem setzt sich additiv aus der Verweilzeit $t - t'$ in der Blasensäule und der Verweilzeit t' in der Meßwertverarbeitung zusammen. Da die Wahrscheinlichkeiten für beide Ereignisse voneinander unabhängig sind, gilt der Multiplikationssatz [38], d.h. die Wahrscheinlichkeitsdichte dafür, daß ein Element sowohl eine Aufenthaltsdauer $t - t'$ in der Blasensäule als auch eine Aufenthaltsdauer in der Meßwertverarbeitung im Intervall t' , $t' + dt'$ besitzt, ist

$$dF(t) = f(t - t') g(t') dt'. \quad (87)$$

Unterschiedliche Aufenthaltsdauern t' in der Meßwertverarbeitung sind einander ausschließende Ereignisse. Nach dem Additionssatz [38] gilt daher:

$$F(t) = \int_{t_{01}}^{t-t_0} f(t - t') g(t') dt'. \quad (88)$$

Die Integrationsgrenzen von (88) ergeben sich aus folgenden Überlegungen: Wegen der Totzeit t_0 der Blasensäule gilt die Ungleichung $t - t' \geq t_0$, d.h. $t' \leq t - t_0$. Wegen der Totzeit t_{01} der Meßwertverarbeitung gilt die Ungleichung $t' \geq t_{01}$. Gemäß dem Integral (88) kommt ein Signal $F(t)$ erst dann zustande, wenn über eine endliche Spanne t' integriert wird, d.h. für $t - t_0 > t_{01}$. Das Gesamtsystem besitzt dann aber die Totzeit:

$$t_{02} = t_0 + t_{01}. \quad (89)$$

Diese Additivität der Totzeiten ist trivial, beginnt doch das Signal $F(t)$ mit den Elementen, die sowohl die Blasensäule als auch die Meßwertverarbeitung am schnellsten durchlaufen haben.

Die Verweilzeit im Gesamtsystem ist die Summe der Verweilzeiten in Blasensäule und Meßwertverarbeitung. Ohne jede Einschränkung gilt daher Additivität der Mittelwerte [38], d.h. man erhält die gesuchte mittlere Verweilzeit τ aus den meßtechnisch zugänglichen Daten:

mittlere Verweilzeit τ_1 der Meßwertverarbeitung und

mittlere Verweilzeit τ_2 des Gesamtsystems über

$$\tau_2 = \tau + \tau_1 . \quad (90)$$

Wie zuvor erläutert, sind unter den gewählten Versuchsbedingungen die Verweilzeiten in Blasensäule bzw. Meßwertverarbeitung voneinander unabhängige Zufallsveränderliche. Dann gilt aber auch Additivität der Varianzen [38]. Man erhält daher die gesuchte Varianz σ_t^2 der Verweilzeiten in der Blasensäule über die meßtechnisch zugänglichen Varianzen σ_{t1}^2 der Meßwertverarbeitung bzw. σ_{t2}^2 des Gesamtsystems über

$$\sigma_{t2}^2 = \sigma_{t1}^2 + \sigma_t^2 . \quad (91)$$

Mit den Beziehungen (89) und (91) sind aber sämtliche, in (84) bzw. (83) vorkommende Parameter auf meßtechnisch zugängliche Daten zurückgeführt.

Die Größen τ_1 , τ_2 und σ_{t1}^2 , σ_{t2}^2 können aus den gemessenen Verweilzeitdichteverteilungen $g(t)$, $F(t)$ mit den Gleichungen (85) und (86) berechnet werden.

Bei der praktischen Durchführung der Messungen hat man jedoch zwei Punkte zu beachten:

1. Wahrscheinlichkeiten sind Grenzwerte relativer Häufigkeiten bei (gedachter) unendlich häufiger Versuchswiederholung. Hat man es nur mit kontinuierlichen Phasen zu tun, so ist dies ohne Belang. Elemente sind in diesem Fall Moleküle, so daß eine Stoßmarkierung als gleichzeitige Realisierung eine Großzahl von Einzelversuchen angesehen werden darf. Diese Eigenschaft geht jedoch verloren, wenn man es mit dispersen Phasen, hier Gasblasen im Bereich von Millimetern bis Zentimetern, zu tun hat. Denkt man sich im Grenzfall das gesamte Spurgas in einer einzigen Großblase vereinigt, so ist die Unbrauchbarkeit dieses einen Experimentes unmittelbar ersichtlich. Verweilzeitverteilungsdichten der dispersen Phase lassen sich daher in Blasensäulen nur durch mehrfach wiederholte Stoßmarkierung bei sonst konstanten Bedingungen und anschließende Mittelung der Einzelmessungen sinnvoll durchführen.
2. Mittelwerte und Varianzen von Verweilzeitverteilungen sind integrale Daten, die deshalb mit vergleichsweise hoher Genauigkeit bestimmbar sind. Wegen der unter 1. genannten Problematik sind aber Totzeiten bei Blasensäulen für je eine Stoßmarkierung selbst Zufallsvariable, die von Markierung zu Markierung schwanken. Zudem sind sie meßtechnisch durch das niedrigste, registrierte Konzentrationsniveau des Tracers festgelegt und somit auch apparatetechnischen Genauigkeitsgrenzen unterworfen. Entsprechend der voranstehend beschriebenen Prozedur ermittelte Totzeiten sind daher mehr oder weniger genaue Schätzwerte der "wahren" Totzeiten.

Zur Modellanpassung wurden daher die Totzeiten aus dem Modellansatz für die heterogene Blasenströmung berechnet.

Aus dem Modellansatz für den heterogenen Strömungszustand kann die mittlere Relativgeschwindigkeit der Großblasen nach Gleichung (33) für $\delta_r = 0.75$ berechnet werden

$$v_{rel\ 2} = 0.485 \sqrt{g D} . \quad (92)$$

Die mittlere Flüssigkeitgeschwindigkeit im Kern w_K ist in Gleichung (49) definiert

$$w_K = \frac{w_1}{(1 - \epsilon_K) \delta_r^2} .$$

Mit der Definition für den Gasdurchsatz durch die Zirkulationsströmung (Gleichung (51)) erhält man:

$$w_K = u_z \frac{(1 - \epsilon_R)}{\delta_r^2 (\epsilon_K - \epsilon_R)} = u_z \frac{1 - \epsilon_1}{\epsilon - \epsilon_1} . \quad (93)$$

Der Gasdurchsatz durch Flüssigkeitszirkulation läßt sich für $C = 1.5$ aus Gleichung (61) für bekanntes ϵ_1 (aus dem Zustandsdiagramm Abb. 23) berechnen. Damit ist auch w_K berechenbar.

Nimmt man an, daß maximale Flüssigkeitgeschwindigkeiten von $2 w_K$ (parabolisches Profil) auftreten können, ergibt sich eine Minimalzeit für den Blasenauftstieg über:

$$t_{min} = \frac{H}{v_{rel\ 2} + 2 w_K} \quad (94)$$

Dies erlaubt aber, wie die Auswertung der Messungen zeigt, durchaus eine Abschätzung der Totzeiten t_o mit $t_o = t_{\min}$, d.h. letztlich mit Hilfe des Zustandsdiagrammes Abb. 23.

Die Daten der durchgeführten Verweilzeitmessungen sind in Tabelle 3 zusammengestellt.

u_o [m/s]	ϵ [-]	u_ϵ [m/s]	u_τ [m/s]	t_o [s]	σ (Gl.(83)) [-]
0.1	0.153	0.65	0.65	1.62	1.39
0.2	0.22	0.91	0.88	1.23	0.92
0.3	0.273	1.10	1.09	1.05	0.76
0.4	0.33	1.21	1.18	0.90	0.81
0.5	0.367	1.36	1.26	0.80	0.80

Tabelle 3: Auswertung der Verweilzeitmessungen

Wie man sieht, stimmen die gemessenen mittleren Geschwindigkeiten u_τ gut mit den aus Gasgehaltsmessungen berechneten Werten u_ϵ überein. Die Totzeiten t_o wurden mit Hilfe des heterogenen Strömungsmodelles berechnet.

Da diese Auswertung zeigt, daß die berechneten Streuungen σ ziemlich konstant sind, wurde für die Überprüfung des Modelles mit $\sigma = \text{const}$ gerechnet.

Wie man unmittelbar aus Gleichung (83) entnimmt, ist der Modellparameter σ eine bezogene Größe. Es verwundert daher nicht, daß diese Größe zumindest innerhalb der Bandbreite der durchgeführten Versuche konstant ist.

4.4 Prüfung des Drei-Parameter-Modelles

Da die Verweilzeitdichte $g(t)$ der Meßwertverarbeitung als Meßsignal vorliegt, kann die Integration nach Gleichung (95) für jeweils feste Werte t_o und σ numerisch durchgeführt und damit die Funktion $F^*(t)$ punktweise berechnet werden.

Aus Gleichung (88) erhält man durch Einsetzen von (84):

$$F^*(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \int_{t_o}^{t-t_o} \frac{1}{t-t_o-t'} \exp \left(- \frac{\left(\ln \frac{t-t_o-t'}{\tau-t_o} + \frac{\sigma^2}{2} \right)^2}{2\sigma^2} \right) g(t') dt' \quad (95)$$

Diese Funktion $F^*(t)$ kann mit der gemessenen Funktion $F(t)$ verglichen werden.

In den Abbildungen 31 bis 35 sind für verschiedene Gasgeschwindigkeiten sowohl die gemessenen Verläufe $g(t)$ und $F(t)$ als auch die berechneten Verweilzeitverteilungen $f(t)$ und $F^*(t)$ dargestellt.

Die Totzeit t_o wurde mit Hilfe des heterogenen Modelles berechnet. Die Streuung σ wurde mit dem festen Zahlenwert $\sigma = 0.8$ angenommen und die mittlere Verweilzeit τ ist nach Gleichung (90) berechnet.

Neben der rein optischen Übereinstimmung der Kurven zeigt auch die Berechnung der Fläche F_{int} zwischen den normierten Kurvenverläufen von $F(t)$ und $F^*(t)$ die gute Übereinstimmung zwischen Messung und Vorausberechnung.

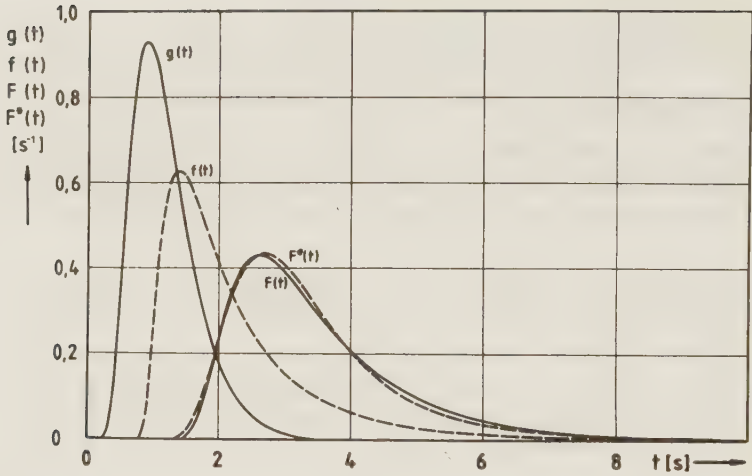


Abb. 31: Verweilzeitdichteverteilungen von Meßsystem $g(t)$
Gesamtssystem $F(t)$, Blasensäule $f(t)$ (berechnet) und
Gesamtssystem $F^*(t)$ (berechnet)

$$u_0 = 0.5 \text{ m/s}, F_{\text{int}} = 0.059$$

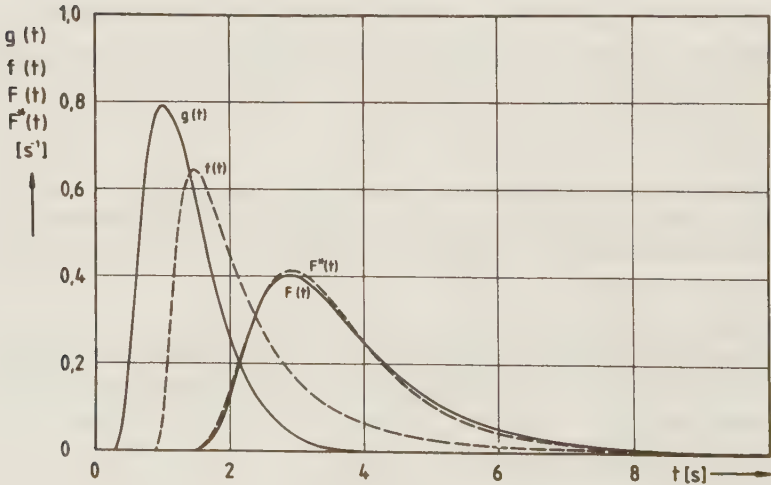


Abb. 32: Darstellung analog Abb. 31

$$u_0 = 0.4 \text{ m/s}, F_{\text{int}} = 0.046$$

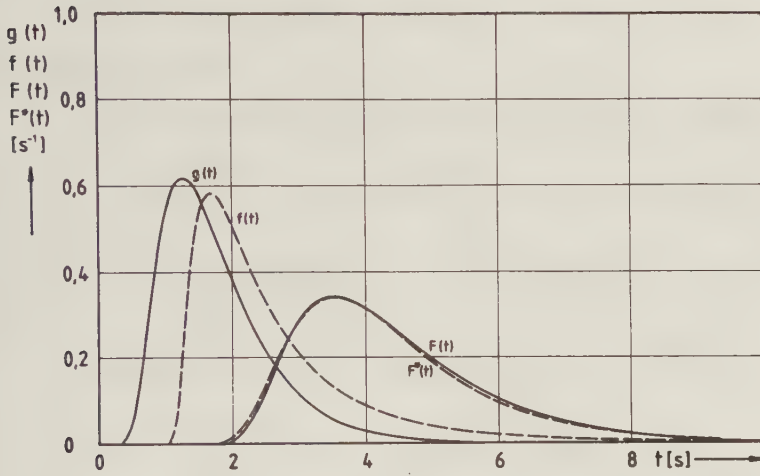


Abb. 33: Darstellung analog Abb. 31

$$u_o = 0.3 \text{ m/s}, F_{int} = 0.042$$

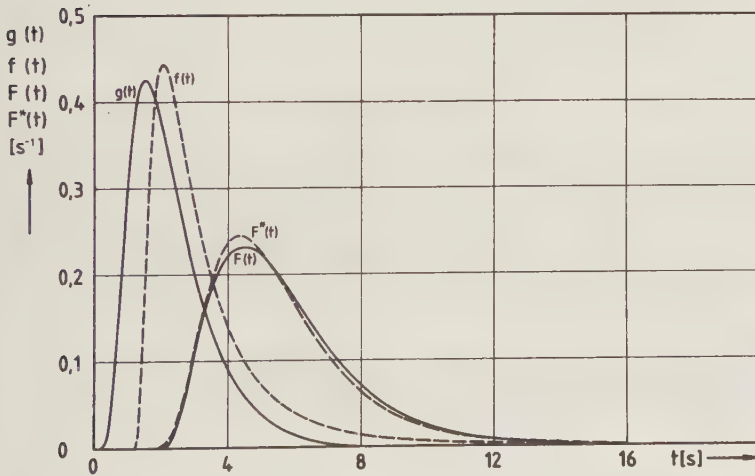


Abb. 34: Darstellung analog Abb. 31

$$u_o = 0.2 \text{ m/s}, F_{int} = 0.063$$

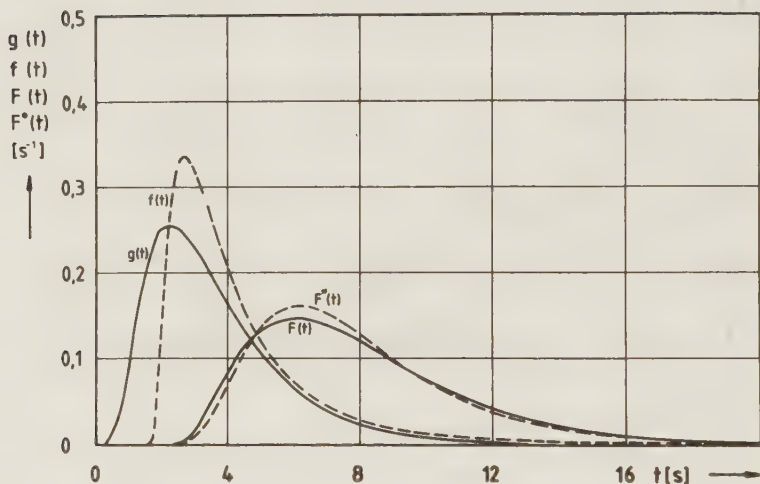


Abb. 35: Darstellung analog Abb. 31

$$u_0 = 0.1 \text{ m/s}, F_{\text{int}} = 0.087$$

Damit kann aber die Veweilzeitverteilungsdichte in der untersuchten Blasensäule ($D = 0.19 \text{ m}$, Wasser/Luft, $H = 2.9 \text{ m}$) aus Messungen des Gasdurchsatzes und des relativen Gasgehaltes mit Hilfe des Modelles für den heterogenen Strömungszustand empirisch nach Gleichung (84) berechnet werden.

Die Streuung σ kann als konstant betrachtet werden, t_0 wird, wie in Abschnitt 4.3 gezeigt, berechnet und τ kann über

$$\tau = \frac{\epsilon H}{u_0} \quad (96)$$

berechnet werden.

5. Zusammenfassung

Die sinngemäße Übertragung eines für Kugeln in der homogenen Wirbelschicht gültigen Widerstandgesetzes auf den Blasenauftstieg im homogenen Betriebsbereich von Blasensäulen ermöglicht die Erstellung eines Zustandsdiagrammes für diesen Strömungszustand. Aus der Auftragung von zwei einfach meßbaren Größen, nämlich der dimensionslosen Leerrohrgasgeschwindigkeit und des mittleren relativen Gasgehaltes, kann die mittlere Blasengröße der aufsteigenden Blasen bestimmt werden.

Die Grenzen des homogenen Bereiches, die sich durch das Einsetzen einer Flüssigkeitszirkulation bzw. bei Koaleszenzunterdrückung durch Übergang zur Schaumströmung manifestieren, lassen sich dann ebenfalls vorhersagen.

Eigene Messungen und Meßwerte aus der Literatur bestätigen die Gültigkeit des Zustandsdiagrammes der homogenen Blasensäule in den untersuchten Bereichen von Blasengrößen $0.6 < d < 8 \text{ mm}$ und Blasen-Reynoldszahlen von $10^{-3} < Re < 3000$.

Für den heterogenen Strömungsbereich wurde ein möglichst einfaches Modell zur Beschreibung der großräumigen Flüssigkeitszirkulation gewählt. Damit ist es möglich, den Anteil des Gasdurchsatzes zu bestimmen, der durch den Aufstieg von Kleinblasen durch die Säule transportiert wird. Der Rest des Gases wird durch den Aufstieg von Großblasen bzw. Blasen zusammenballungen und die Zirkulation der Flüssigkeit transportiert.

Es konnte ein Zustandsdiagramm für den heterogenen Strömungszustand zur Bestimmung des Kleinblasenanteiles erstellt werden.

Für die Auswertung von Verweilzeitmessungen in Blasensäulen wurde eine neue Vorgehensweise vorgestellt.

Eine Auswertung von eigenen Messungen zeigt, daß eine explizite Berechnung der Verweilzeitverteilungsdichte als nullpunktverschobene logarithmische Normalverteilung möglich ist.

Für ein bestimmtes System kann der Parameter t_0 (Totzeit) aus dem Zustandsdiagramm für den heterogenen Strömungszustand bestimmt werden, die mittlere Verweilzeit τ kann nach Gleichung (96) aus u_0 und ϵ berechnet werden und die Streuung σ muß aus Messungen bestimmt werden. Für ein bestimmtes System Gas-Flüssigkeits-Blasensäule ergab sich allerdings $\sigma = \text{const.}$

6. Nomenklatur

C	Konstante	-
d	Blasendurchmesser	m
d _e	äquivalenter Blasendurchmesser	m
d _h	hydraulischer Durchmesser	m
d _p	Partikeldurchmesser	m
D	Durchmesser der Blasensäule	m
D _R	Durchmesser der Kernzone	m
D ₁	Widerstandskraft auf ein Partikel	N
F _{int}	normierte Fläche	-
g	Erdbeschleunigung	ms ⁻²
H	Höhe der Flüssigkeit im Betrieb	m
H ₀	Ruhehöhe der Flüssigkeit	m
l	Durchstoßlänge	m
L	Länge	m
P	Druck	Nm ⁻²
r	Radius-Koordinate	m
r ₀	Radius eines Partikels	m
R	Krümmungsradius einer "spherical cap" - Blase	m
t	Zeit	s
t ₀	Totzeit	s
t _{0 1}	Totzeit Meßsystem	s
t _{0 2}	Totzeit Gesamtsystem	s
ΔT	Verweilzeit	s
u	Leerrohrgasgeschwindigkeit	ms ⁻¹
u ₀	Leerrohrgasgeschwindigkeit Blasensäule	ms ⁻¹

v_{rel}	Relativgeschwindigkeit	ms^{-1}
v_{Bl}	Einzelblasengeschwindigkeit	ms^{-1}
v_{BS}	Relativgeschwindigkeit von Slugs	ms^{-1}
V	Volumen	m^3
$\dot{V}$	Volumenstrom	$m^3 s^{-1}$
w	mittlere Flüssigkeitgeschwindigkeit	ms^{-1}
w_o	Leerrohrflüssigkeitgeschwindigkeit	ms^{-1}
w_l	Leerrohrflüssigkeitsumlaufgeschwindigkeit	ms^{-1}
δ	Zellenabmessung	m
δ_r	Durchmesser Verhältnis	-
ϵ	relativer Gasgehalt	-
ϵ_h	Porosität (homogene Fluidisation)	-
ϵ_{max}	maximal homogen möglicher relativer Gasgehalt	-
ν	kinematische Viskosität der Flüssigkeit	$m^2 s^{-1}$
ρ	Dichte	$kg m^{-3}$
ζ	dimensionsloser Parameter	-
σ_s	Oberflächenspannung	Nm^{-1}
η	dynamische Viskosität der Flüssigkeit	Pas
τ	mittlere Verweilzeit	s
τ_1	mittlere Verweilzeit Meßsystem	s
τ_2	mittlere Verweilzeit Gesamtsystem	s
τ_w	Wandschubspannung	Nm^{-2}
σ	Streuung	-
σ_t^2	Varianz	s^2
σ_{t1}^2	Varianz Meßsystem	s^2
σ_{t2}^2	Varianz Gesamtsystem	s^2

Dimensionslose Kennzahlen

β	dimensionslose Blasengröße (Gl. (7))
σ	dimensionslose Relativgeschwindigkeit (Gl.(11))
Re	Reynoldszahl
γ	dimensionslose Leerrohrgasgeschwindigkeit (Gl.(12))
C_w	Widerstandsbeiwert
Eu	Euler-Zahl der Blasensäule (Gl. (6))
Eu_{Fl}	Euler-Zahl homogene Fluidisation (Gl. (2))
Fr_{het}	Froude-Zahl für den heterogenen Strömungs- zustand (Gl. (64))

Indizes (soweit nicht explizit angeführt)

g	Gas
l	Flüssigkeit
s	Feststoff
z	Zirkulation
K	Kernzone
R	Ringzone
1	Kleinblasen
2	Großblasen

7. Literaturverzeichnis

- 1 Kürten, H.; Zehner, P.
Suspensionsreaktoren
Vortrag auf der GVC Jahrestagung Aachen 1978
- 2 Schügerl, K.
Advances in Biochemical Engineering 7
Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York 1977
- 3 Bach, H.-F.
Einfluß der Konstruktions-, Betriebs- und Stoff-
größen auf die Fluidodynamik und damit die Funktion
von Blasensäulen
Dissertation 1977
- 4 Linneweber, K.-W.
Örtliche Gehalte an Gas sowie an Gas und Feststoff
in Blasensäulen
Dissertation TU München 1981
- 5 Rietema, K.; Ottengraph, Ir.
Laminar Liquid Circulation and Bubble Street
Formation in a Gas-Liquid System
Trans. Instn. Chem. Engrs.; 48 (1970); S. T54-T62
- 6 Freedman, W.; Davidson, J.F.
Hold-up and Liquid Circulation in Bubble Columns
Trans. Instn. Chem. Engrs.; 47 (1969) S. T251-T262
- 7 Ueyama, K.; Miyauchi, T.
Properties of Recirculating Turbulent Two Phase
Flow in Gas Bubble Columns
AIChE J 25 (1979) 258

- 8 Joshi, J.B.; Sharma, M.M.
A Circulation Cell Modell For Bubble Columns
Trans. Instn. Chem. Engrs. 57 (1979) 244

- 9 Zehner, P.
Impuls-, Stoff- und Wärmetransport in Blasensäulen
Teil I: Strömungsmodell der Blasensäule und Flüssig-
keitsgeschwindigkeiten
Verfahrenstechnik 16 (1982) 5; S. 347 - 351

- 10 Riquarts, H.-P.; Pilhofer, Th.
Modell des heterogenen Strömungszustandes
in Blasensäulen
Verfahrenstechnik 12 (1978) 2; S. 77 - 80

- 11 Mangartz, K.-H.; Pilhofer, Th.
Untersuchungen zur Gasphasendispersion in
Blasensäulenreaktoren
Verfahrenstechnik, 14 (1980) 1; S. 40 - 44

- 12 Levenspiel, O.
Chemical Reaction Engineering
John Wiley & Sons, New York - London, 1962

- 13 Mersmann, A.
Thermische Verfahrenstechnik
Berlin, Heidelberg, New York, Springer 1980

- 14 Molerus, O.
Fluid-Feststoff-Strömungen
Berlin, Heidelberg, New York, Springer 1982

- 15 Levich, U.G.
Physicochemical Hydrodynamics
Prentice Hall, Englewood Cliffs/New York 1962

- 16 Riquarts, H.-P.
Disperse Zweiphasenströmungen - Berechnungs-
gleichungen und deren Anwendung
Habilitationsschrift, TU München 1978
- 17 Nicklin, D.J.
Two Phase Bubble Flow
Chem. Eng. Sci.; 17 (1962); S. 693 - 702
- 18 Hills, J.H.
Radial Non-Uniformity of Velocity and Voidage
in a Bubble Column
Trans. Instn. Chem. Engrs.; 52 (1974); S. 1 - 9
- 19 Werther, J.
Messung lokaler Blasengrößenverteilung in
Gas/Feststoff-Wirbelschichten
Chem. Ing. Tech.; 45 (1973) 6; S. 375 - 377
- 20 Beyer von Jutrzenko-Morgenstern, I.
Dispergieren eines Fluids in einer hochviskosen
Flüssigkeit, Konzipierung eines Apparates und Er-
stellung physikalischer Modellvorstellungen
Dissertation, TU München 1983
- 21 Hammer, H.
Zur Reaktionstechnik von Blasensäulen - Reaktoren
mit suspendiertem Katalysator
Habilitationsschrift, TU Berlin 1968
- 22 Schumpe, A.
Die chemische Bestimmung von Phasengrenzflächen in
Blasensäulen bei uneinheitlichen Blasengrößen
Dissertation, Universität Hannover 1981
- 23 Kürten, H.; Zehner, P.
Suspensionsreaktoren
Chem. Ing. Techn. 1979, 51, 227

- 24 Buchholz, R.; Tsepetonides, J.; Steinemann, J.;
Onken, U.
Influence of Gas Distribution on Interfacial Area
and Mass Transfer in Bubble Columns
Ger. Chem. Eng. 6 (1983), S. 105 - 113
- 25 Burckhart, R.; Deckwer, W.-D.
Der Einfluß der Betriebsbedingungen und die Wirkung
von Elektrolytzusätzen auf den Sauerstoffübergang
in Blasensäulen
Chem. Eng. Sci., 30 (1975) 3, S. 351 - 354
- 26 Reith, T.; Beek, W.J.
Gas hold-ups, interfacial areas and mass transfer
coefficients in gas-liquid contactors
Proc. 4th Europ. Symp. On Chem. Reakt. Eng.; S.191-202
Brussels, Sept. 1968, Pergamon, Oxford 1971
- 27 Zakrzewski, W.
Zur Struktur der Zweiphasenströmung in Blasen-
säulenreaktoren
Dissertation, Universität Hannover 1980
- 28 Hammer, H.; Rähse, W.
Blasengrößen-Häufigkeitsverteilung und Phasengrenz-
flächen in Blasensäulen
Chem. Ing. Techn.; 45 (1973) 15; S. 968 - 973
- 29 Herbrechtsmeyer, P.; Schäfer, H.; Steiner, R.
Einfluß von Betriebsparametern auf die Phasengrenz-
fläche in Blasensäulen-Abstromreaktoren
Chem. Ing. Techn. 56 (1984), S. 402 - 403
- 30 Nottenkämper, R.; Steiff, A.; Weinspach, P.-M.
Experimental Investigation of Hydrodynamics of
Bubble Columns
Ger. Chem. Eng.; 6 (1983); S. 147 - 155

- 31 Davies, R.M.; Taylor, G.
The Mechanics of Large Bubbles Rising Through Extended
Liquids and Through Liquids in Tubes
Proc. Roy. Soc.; (1950) 200. S. 375 - 390
- 32 Dumitrescu, D.T.
Strömung an einer Luftblase im senkrechten Rohr
Z. Angew. Math. Mech., 23 (1943) 3, S. 139
- 33 Hills, J.H.; Darton, R.C.
The rising Velocity of a large Bubble in a Bubble Swarm
Trans. Instn. Chem. Engrs., 54 (1976) 4, S. 258 - 264
- 34 Nottenkämper, R.
Zur Hydrodynamik in Blasensäulen
Dissertation, Universität Dortmund 1983
- 35 Beinhauer, R.
Dynamische Messung des relativen Gasgehaltes in Blasensäulen mittels Absorption von Röntgenstrahlen
Dissertation, TU Berlin 1971
- 36 Vermeer, D.J.; Krishna, R.
Hydrodynamics and Mass Transfer in a Bubble Column
Operating in the Churn-Turbulent Regime
Ind. Eng. Chem. Process Des. Dev., (1981) 20, S. 475
- 37 Godbole, S.P.; Joseph, S.; Shah, Y.T.; Carr, N.L.
Hydrodynamics and Mass Transfer in a Bubble Column
with an Organic Liquid
Can. J. of Chem. Eng., 62 (1984), S. 440
- 38 Stange, K.
Angewandte Statistik
Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York 1970

Lebenslauf
=====

- 1953 am 1. Januar in Erlangen geboren als Sohn des
Mechanikermeisters Josef Kurtin und seiner
Ehefrau Annemarie, geb. Hauenstein
- 1959 - 1963 Besuch der Grundschule in Erlangen
- 1963 - 1972 Besuch des Ohm-Gymnasiums in Erlangen
- 1972 Reifeprüfung am 23. Juni
- 1972 - 1974 Wehrdienst in Berchtesgaden
- 1974 - 1980 Studium des Chemieingenieurwesens
Abschlußrichtung Verfahrenstechnik an der Uni-
versität Erlangen - Nürnberg
- 1980 Diplom-Hauptprüfung am 3. März
- seit
01.04.1980 zunächst als Verwalter der Dienstgeschäfte ei-
nes Akademischen Rates, ab 01.06.1981 als Aka-
demischer Rat auf Zeit am Lehrstuhl für Mecha-
nische Verfahrenstechnik der Universität Er-
langen-Nürnberg bei Prof. Dr.-Ing. O. Molerus

